SÉRIE A
N° 4629
N° D'ORDRE:
5476

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger GEORGE

1re THÈSE. — ETUDE DU SYSTÈME MÉSONIQUE À DOUBLE ÉTRANGETÉ FORMÉ PAR LES INTÉRACTIONS DES MESONS K POSITIFS DANS L'HYDROGÈNE.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.
DIFFUSION À HAUTE ÉNERGIE.

SOUTENUES LE 7 DÉCEMBRE 1965 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. F. PERRIN . . . . . *Président*
P. FALK-VAIRANT . .
R. NATAF . . . . . } *Examinateurs*
C. PEYROU . . . . .

1965

SÉRIE A
N° 4629
N° D'ORDRE:
5476

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger GEORGE

1re THÈSE. — ETUDE DU SYSTÈME MÉSONIQUE À DOUBLE ÉTRANGETÉ FORMÉ PAR LES INTÉRACTIONS DES MESONS K POSITIFS DANS L'HYDROGÈNE.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.
DIFFUSION À HAUTE ÉNERGIE.

SOUTENUES LE 7 DÉCEMBRE 1965 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. F. PERRIN . . . . . *Président*
P. FALK-VAIRANT . . } *Examinateurs*
R. NATAF . . . . . }
C. PEYROU . . . . . }

1965

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie et cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique (ENS)
	CARTAN	T Mathématiques (ENS)
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale (SPCN)
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique (ENS)
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie (SPCN) et sédimentologie (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale (PCB)
	LUCAS R.	T Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique (PCB)
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo et dynamique atmosphér.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale (SPCN)
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale (Orsay)
	GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organ. et structurale
	JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie et cristallographie
	MATHIEU J.P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématique
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique (ENS)
	DUGUE	T Statistiques mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	MARECHAL	T Optique théorique et appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie et histologie comparatives
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique (SPCN)
	GLANGEAUD	T Géographie physique et géologie
	DODEMENT	T Mathématiques (MGP)
MM.	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUYER	T Physique (MGP)
	RIZET	T Génétique (Orsay)
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques (MPC)
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL-PY	T Biologie végétale (PCB)
MM.	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II (ENS)
MM.	BELLAIR	T Géologie (SPCN)
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie (ENS)
	MICHEL A.	T Chimie générale (Orsay)
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale (Orsay)
	CASTAING	T Physique II Thermo. (Orsay)
	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
MM.	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie (PCB)
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale (SPCN) (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie (SPCN)
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique (Orsay)
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météorologie et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale (SPCN) (Orsay)
	MAGAT	T Physico-chimie des radio-éléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physiologie animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie (MPC) (Orsay)
	CHATELET	T Chimie (PCB)
	JEAN	T Physique nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique (SPCN)
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et mécanique physique
MM.	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions
MM.	FRANC	T Biologie animale (PCB)
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale (PCB)
	BEAUMONT	Biologie animale (SPCN)
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOURREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique (MGP)
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie (SPCN)
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale (SPCN)
Mme	CHOQUET-BRUHAT	Mécanique analytique et mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique (PCB) (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay)
	MAZET	T Mécanique générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géologie dynamique
	COMOLET	T Mécanique des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale (PCB)
	JULLIEN J.	Chimie (SPCN) (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique mathématique de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Anthropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique (ENS) (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
MM.	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS) féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	Physique (SPCN)
	ANAT	T Physique (PCB)
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
MM.	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche/Mer)
	BRUHAT	T Mathématiques (MPC)
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutiques
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie (SPCN)
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale (PCB)
	GUILBERT	Physique (CSU Orléans)
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie (PCB)
	MEYER	Physique propédeutique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie (PCB)
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Mathématiques (MPC) (Orsay)
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKY	Physique (MPC)
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Physique expérimentale des hautes énergies (Orsay)
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale (PCB)
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (Agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathémathiques propédeutiques (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	PEREZ Y JORBA	Physique expérimentale des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (Agrégation, Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques (MPC)
	MOREL Pierre	Physique (MPC)
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie (MPC)
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique (CPEM)
	RIO	Chimie (CPEM)
	JAUZEIN	Géologie (ENS)
	PREVOST Georges	BV (CPEM)
	FAVARD P.	BA (CPEM)
	VILKAS	Chimie (CPEM)
Mlle	FICINI	Chimie (CPEM)
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique (MPC)
	TAVERNIER	Physique (CPEM)
Mme	ROIZEN	Physique (CPEM)
MM.	DURAND M.	BA (SPCN)
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA (CPEM)
MM.	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique (Agrégation, Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaire expérimentale (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propédeutique (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)
MM.	LURCAT	Physique
	RIGAUDY	Chimie S.P.C.N.
	SIGWALT	Chimie S.P.C.N.
	FOURNET	Electricité générale
	COLLONGUES	Chimie C.P.E.N.
	DUBERT	Biochimie
	LAVOREL	Biologie physico-chimique
	MOREL F.	Physiologie comparée
	TALBOT	Génétique chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
MM.	FRANCOIS	Zoologie
	IVANOFF	Océanographie physique
	CADIOT	Chimie organique
	BARUCH	Physique propédeutique
	NOZIERES	Physique générale
	BOK	Physique propédeutique
	SLONIMSKI	Génétique

LE SECRETAIRE GENERAL

R. POULLAIN

ÉTUDE DU SYSTÈME MESONIQUE A DOUBLE ÉTRANGETÉ, FORMÉ PAR LES INTERACTIONS DES MÉSONS K POSITIFS DANS L'HYDROGÈNE

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534910_0021

TABLE DES MATIERES

		Page
INTRODUCTION		1
CHAPITRE I	METHODES ET TECHNIQUES	3
I.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	3
1.	Faisceau M_2	3
2.	Faisceau O_4	4
3.	Chambre à bulles	4
4.	Maintien des bonnes conditions de fonctionnement de l'ensemble faisceau-chambre	5
5.	Récapitulation des photographies prises	6
II.	ANALYSE DU FAISCEAU DANS LA CHAMBRE	6
1.	Définition	6
2.	Intensité	7
3.	Quantité de mouvement centrale	8
4.	Contamination	8
III.	ANALYSE DES CLICHES	10
IV.	CALCULS ET PROGRAMMES	13
V.	IDENTIFICATION DES EVENEMENTS	15
A.	Méthodes d'identification	15
1.	Mise en évidence de l'hypéron	15
2.	Etude de la production	16
3.	Critère de probabilité	17
B.	Tests de validité des identifications	18
1.	Tests de distribution du χ^2	18
2.	Tests relatifs aux hypérons	20
3.	Tests sur la séparation entre les hypothèses $K^+K^+\Lambda$, $K^+K^+\Sigma^o$ et $K^+K^+\Lambda\pi^o$	21
4.	Comparaison du nombre de $2B+V^o$ et $2B+2V^o$ conduisant à l'hypothèse $K^+\pi^+\Lambda K^o$	22
5.	Sections efficaces de production de particules étranges par des π^+ incidents	23
CHAPITRE II	RESULTATS EXPERIMENTAUX	25
I.	SECTIONS EFFICACES	25
1.	Calcul de la section efficace	25
2.	Erreurs sur la section efficace	25
3.	Résultats des mesures des sections efficaces	27
II.	ETUDE DES REACTIONS A TROIS CORPS	28
1.	Diagramme de Dalitz	28
2.	Histogramme des masses KK pour les réactions à trois corps	29
3.	Signification statistique	30
4.	Etude des moments de transfert	31
5.	Interprétation des systèmes à trois corps	33

Page

CHAPITRE II (suite)

III. ETUDE DES REACTIONS A QUATRE CORPS 34

1. Distribution en masse KK 35
2. Distribution des masses relatives aux canaux $\Lambda\pi$, $K\pi$, $K\Lambda$ 35
3. Influence des autres résonances sur le système KK 37
4. Interprétation des systèmes à quatre corps 38
5. Moments de transfert pour les systèmes à quatre corps 41

IV. SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE M_1 ET M_2 41

V. NOMBRES QUANTIQUES - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 42

1. Etrangeté 42
2. Spin isotopique 42
3. Parité 43
4. Spin 43
5. Nombres quantiques de M_2 48

VI. CLASSIFICATION DE M_1 48

1. Spin parité de M_1 $J^P = 0^+$ 49
2. Spin parité de M_1 $J^P = 2^+$ 50

CONCLUSIONS 53

REMERCIEMENTS 55

ANNEXE I 57

ANNEXE II 65

REFERENCES 67

LISTE DES FIGURES 71

LISTE DES TABLEAUX 75

INTRODUCTION

Les réactions K^+p à des impulsions du méson K incident de 3 GeV/c, 3,5 GeV/c et 5 GeV/c permettent d'obtenir, dans l'état final, non seulement les systèmes courants : méson K, nucléon et un ou plusieurs pions supplémentaires (étudiés par ailleurs[1, 2, 3]), mais aussi des systèmes à trois particules étranges avec ou sans pion additionnel. Parmi ce deuxième type de réactions nous nous sommes plus particulièrement intéressés à celles où l'une des particules étranges est un hypéron, soit en général les réactions, $K^+p \longrightarrow KKY\pi$, dont la recherche était un des buts principaux de la mise sur pied des expériences K^+ à haute énergie. De tels événements n'avaient pu être trouvés jusqu'à maintenant, les impulsions de K^+ incident utilisées étant trop faibles pour cela. Un seul événement du type $K^+K^+\Lambda$ avait été signalé lors d'une expérience à une impulsion de K^+ incident égale à 2,23 GeV/c[4].

L'intérêt de telles réactions est de permettre en particulier l'étude du système d'étrangeté +2 formé par les deux mésons K. Le travail dont nous présentons les résultats ici a précisément permis de mettre en évidence l'existence d'une résonance dans un tel système d'étrangeté +2 [5]. Nous proposons d'appeler M_1 cette résonance dont la masse est (1280 ± 20 MeV/c^2), la largeur (110 ± 40 MeV/c^2), le spin isotopique I = 1, et la parité positive; son spin, nécessairement pair, est probablement 0 ou 2.

Par ailleurs un second pic significatif dans la distribution de la masse du même système d'étrangeté +2 a été observé à une masse voisine de 1050 MeV/c^2. Ce pic se trouvant très proche du seuil formé par la masse des deux mésons K, il peut s'agir soit d'une seconde résonance M_2, soit de l'effet d'une forte diffusion dans l'état S.

Ce travail a été effectué au CERN, au sein de la Division des Chambres à traces.

Dans un premier chapitre nous décrivons brièvement les méthodes et techniques utilisées, en insistant plus particulièrement sur les méthodes d'identification des événements.

Dans le deuxième chapitre, après le calcul des sections efficaces, nous donnons les résultats physiques obtenus, en séparant l'étude suivant le nombre de particules dans l'état final. Nous terminons par un essai de classification en fonction de la valeur du spin de M_1, les autres nombres quantiques étant parfaitement déterminés.

CHAPITRE I

METHODES ET TECHNIQUES

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'expérience a été réalisée par la technique des chambres à bulles. La première partie du travail a été d'obtenir un faisceau séparé de mésons K^+ à partir du synchrotron à protons du CERN. Nous avons successivement utilisé deux faisceaux différents.

1. Faisceau "M_2"

Ce faisceau, réalisé à la fin de l'année 1962, devait permettre d'obtenir dans de bonnes conditions, d'une part des mésons $K^{\pm}$ séparés de 3 GeV/c et même 3,5 GeV/c, d'autre part des mésons π et des antiprotons séparés de 6 GeV/c[6].

La définition de la quantité de mouvement est réalisée au moyen d'un collimateur placé à la première image horizontale : la dimension horizontale de la cible (1 mm), le grandissement (x4) et la dispersion dans la série d'aimants (3,7 cm pour $1^o/o$ de $\frac{dp}{p}$), sont tels que la quantité de mouvement peut être définie à $\pm 0,25^o/o$ pour une ouverture de collimateur égale à 20 mm. C'est avec cette valeur que le faisceau M_2 a fonctionné pour notre expérience; toutefois, par mesure de prudence, nous avons admis pour l'analyse cinématique des événements que la dispersion des quantités de mouvement du faisceau était $\frac{dp}{p} = \pm 0,5^o/o$.

Dans le plan vertical une première image est obtenue à 20 m de la cible au moyen d'un triplet de quadrupoles, le faisceau légèrement convergent passant entre les plaques horizontales distantes de 10 cm, d'un séparateur de 9 m de longueur construit par la Division N.P.A. du CERN et fonctionnant à 55 KV/cm. Ceci permet de réaliser une première séparation des images des mésons K et des mésons π, séparation d'environ 4 mm (à 3 GeV/c) entre des images de largeur 1,7 mm, qui ne suffit pas pour notre étude, l'intensité des π étant environ 100 fois plus grande que celle des K. Ces derniers malgré la séparation sont totalement noyés dans un fond de π. Une fente de masse est placée à la première image centrée sur les K et cette première image est reprise dans un nouveau système optique formé d'une lentille de dispersion puis d'un doublet qui donne un faisceau parallèle dans le second séparateur (identique à celui du 1^{er} étage). Un second doublet donne deux nouvelles images séparées des mésons π et K, la séparation étant de 3 mm pour des largeurs de 1,5 mm environ mais les K et les π sont en telle proportion que cette fois les K étant centrés sur la dernière fente de masse, la contamination due au fond de π est inférieure à $5^o/o$. Un dernier quadrupole permet d'ajuster les dimensions du faisceau dans la chambre à bulles. Nous avons utilisé les

dimensions suivantes :

- dans le plan vertical (parallèle aux glaces de la chambre) : 12 cm
- dans le plan horizontal (perpendiculaire aux glaces de la chambre) : 3 cm.

Un schéma d'ensemble du faisceau est donné Fig. 1. La longueur totale du faisceau, de la cible au centre de la chambre, est de 87 m. La Fig. 2 donne la courbe de séparation entre K^+ et π^+ à 3 GeV/c.

2. Faisceau "0_4"

Pour les photographies de mésons K^+ à 5 GeV/c, nous avons utilisé un faisceau de conception différente. C'est un faisceau comprenant un seul étage de séparation, formé de trois séparateurs. Il s'agit en réalité d'un dérivé du faisceau "0_2" prévu pour la chambre à bulles britannique de 1,50 m [7], dont le schéma est représenté sur la Fig. 3. La longueur totale de ce faisceau est de 180 m.

Pour ce faisceau la contamination en π est aussi inférieure à environ 5°/o et la résolution en impulsion $\frac{dp}{p} = \pm$ 0,5°/o.

3. Chambre à bulles

Pour étudier les réactions K^+p nous avons utilisé aux trois impulsions différentes la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm (C.B.H. 81 de Saclay)[8].

Le schéma de principe de la chambre est représenté sur la Fig. 4. L'hydrogène situé dans le corps principal de la chambre, dans les conditions de repos, est à une température de 26°K et une pression supérieure de 1 atmosphère à la pression de vapeur saturante. Si au moyen du piston nous provoquons une détente telle que la pression devienne inférieure à la pression de vapeur saturante, l'hydrogène se trouve dans un état métastable. Toute particule chargée qui traverse l'hydrogène perd de l'énergie par ionisation, et, comme l'hydrogène est alors métastable, cette libération locale d'énergie provoque la formation de bulles. Le nombre de bulles croît avec le taux de détente; en général, ce taux de détente est réglé pour obtenir, pour une particule relativiste, environ 15 bulles par centimètre dans la chambre, soit de l'ordre de 15 bulles par millimètre sur le film. L'image des bulles sur le film a un diamètre d'environ 30 microns, la fraction de la trace occupée par les bulles est de l'ordre de la moitié et est ainsi sensible au maximum à la variation d'ionisation de la particule.

Lors du passage des particules, des sources lumineuses intenses (tubes à décharge) éclairent la chambre à travers des condenseurs qui focalisent la lumière en dehors des objectifs des caméras; les bulles diffusent la lumière et apparaissent brillantes sur fond noir. Afin de permettre l'éclairement de la chambre et les prises de vues, les côtés de la

1 Collimateur
2 Q_1
3 Q_2
4 B.M.1
5 Q_3
6 Aimants de compensation
7 Separateur
8 Fente de moment
9 Sextupole
10 Fente de masse
11 Q_4
12 B.M.2
13 Q_5
14 B.M.3
15 Q_6
16 Q_7
17 Q_8
18 Fente de masse
19 B.M.4
20 Q_9
21 Aimant d'entrée chambre à bulles
22 Chambre a bulles

Q = quadrupole
B M = aimant de deflexion

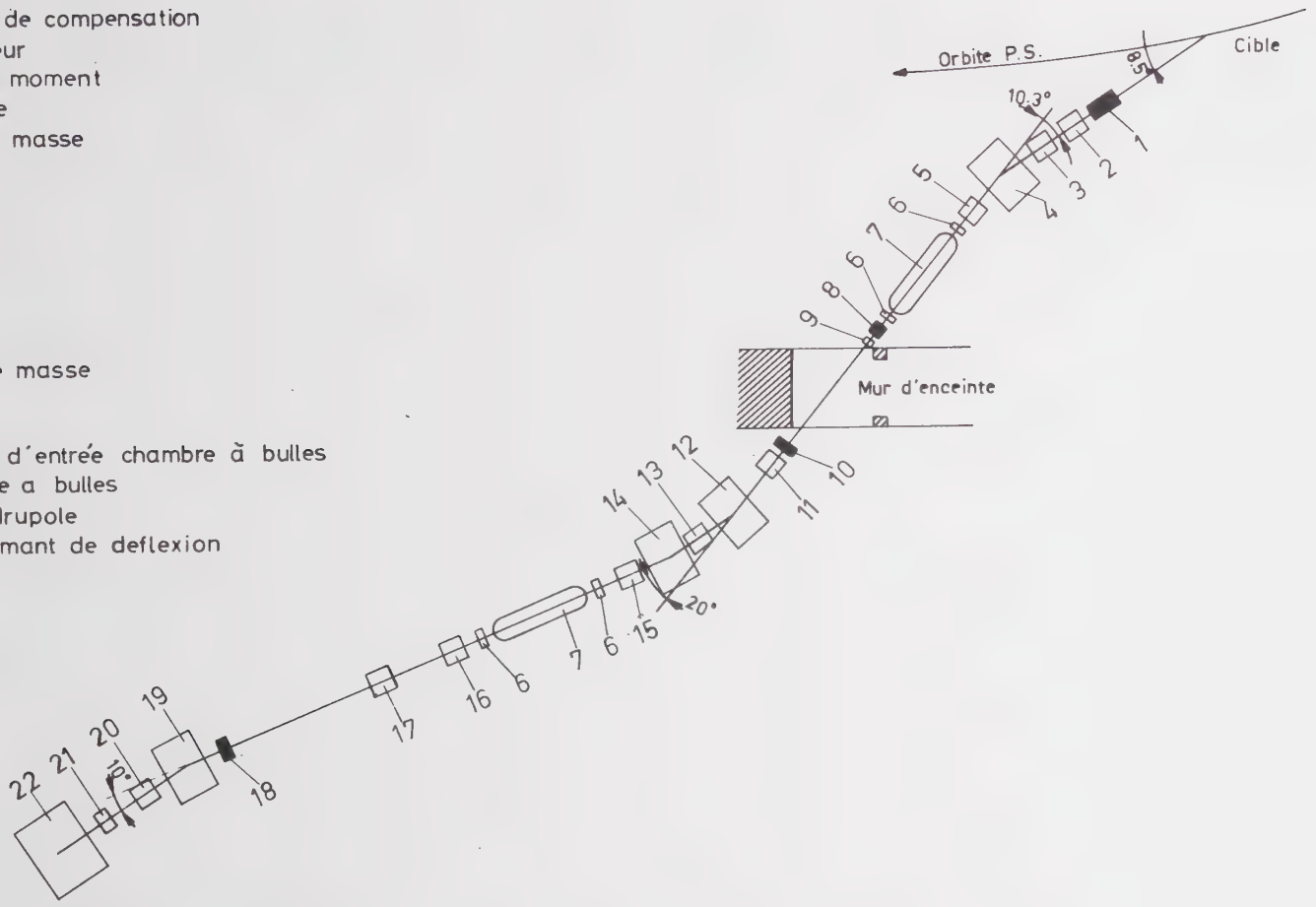


FIG.1 - Disposition horizontale du faisceau M_2

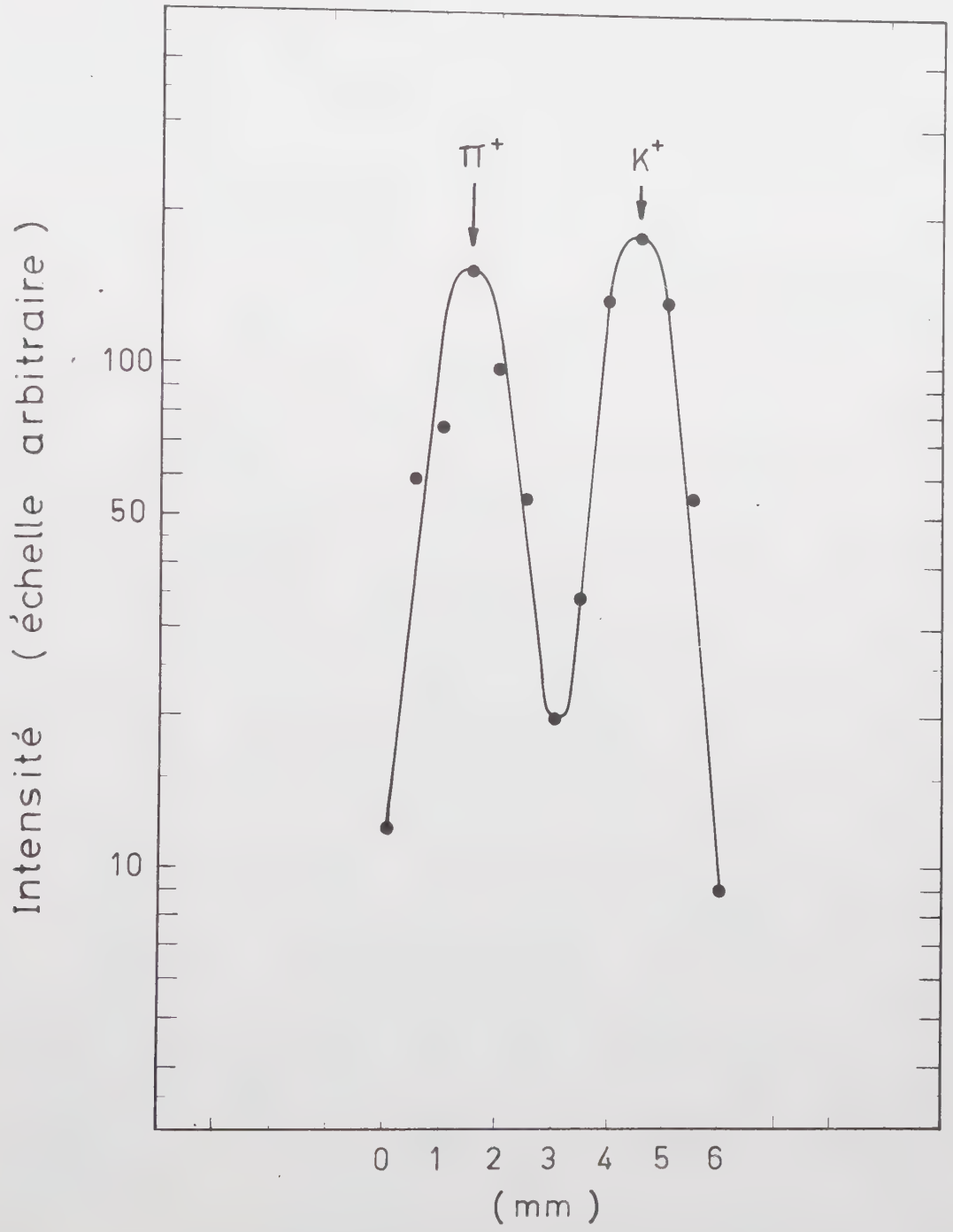


FIG. 2 - Courbe de séparation entre les mesons π^+ et les mésons K^+ à 3 GeV/c dans le faisceau M_2.

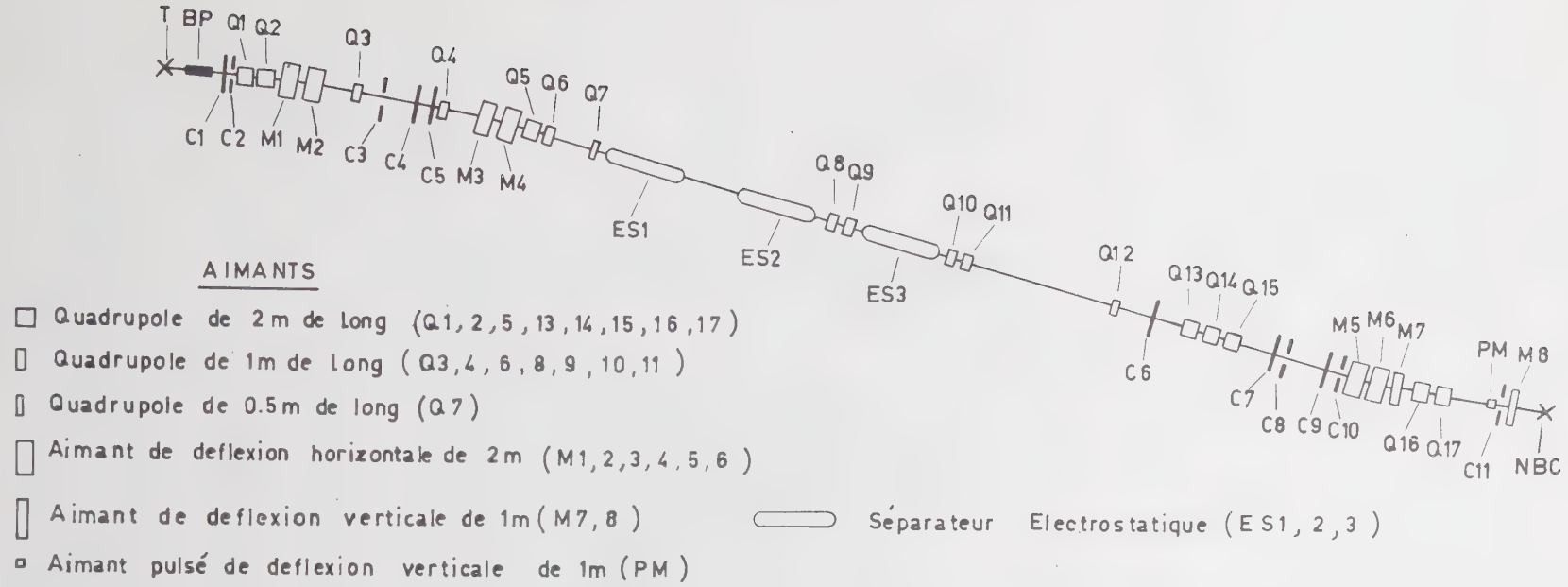


FIG. 3- Disposition horizontale du faisceau O_2

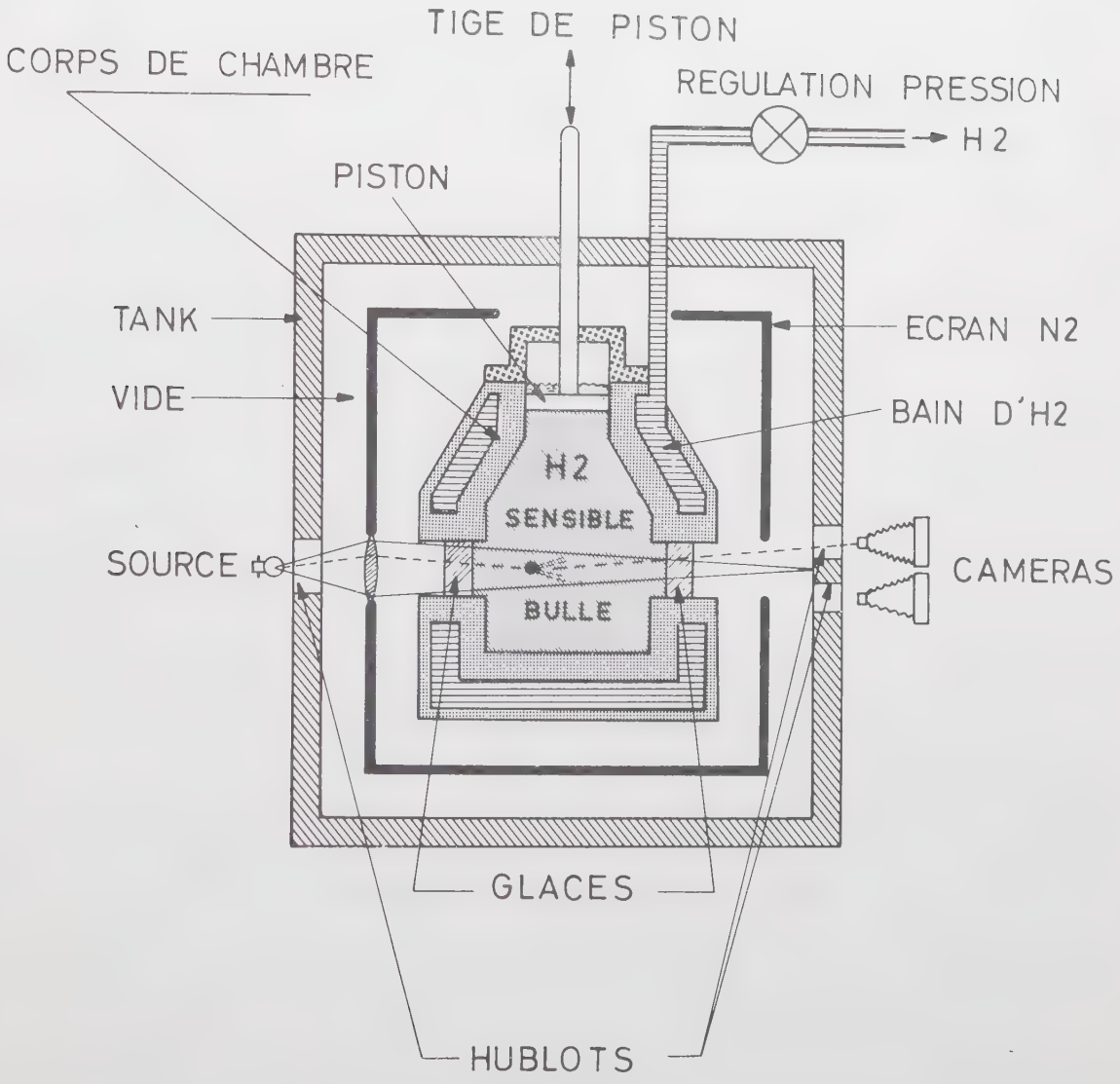


FIG. 4- Schéma d'une chambre à bulles.

chambre sont fermés par des glaces, une glace avant (côté caméras) et une glace arrière (côté sources lumineuses); sur ces glaces sont tracées des "marques fiducielles" qui permettront de reconstruire la position de la trace dans la chambre en comparant les positions relatives sur les photographies. Pour chaque photographie l'ensemble des opérations est synchronisé comme suit :

a) 15 ms avant le passage des particules une impulsion donnée par le synchrotron à protons est envoyée à la chambre, cette impulsion amorce la détente.

b) Les particules arrivent, donnant des impulsions dans un scintillateur placé devant la chambre; ces impulsions déclenchent l'allumage des tubes à décharge et la prise de la photo.

c) Le liquide est recomprimé, et les caméras passent à la vue suivante.

Par ailleurs un champ magnétique courbe les trajectoires dans la chambre, la mesure du rayon de courbure permettant de déterminer la quantité de mouvement de chaque trajectoire. L'élecro-aimant utilisé fournit une induction magnétique de l'ordre de 20,000 Gauss.

4. Maintien des bonnes conditions de fonctionnement de l'ensemble faisceau-chambre

Afin d'obtenir des conditions analogues pour toutes les photographies qui seront utilisées, il faut, tout au long des prises de vues, vérifier que chaque élément de l'ensemble ne subit pas de fluctuation.

- Le faisceau comportant une série d'aimants et de quadrupoles et des séparateurs, nous devons contrôler la stabilité de ces éléments. Pour cela nous vérifions constamment la tension sur les séparateurs (pour être sûrs d'envoyer des K^+ dans la chambre et non des π^+) et les intensités des courants dans les aimants et les quadrupoles (pour maintenir la bonne impulsion et la finesse désirée de l'image). Périodiquement nous refaisons des courbes de séparation qui fournissent un renseignement sur l'homogénéité du fonctionnement de l'ensemble.

- Pour la chambre à bulles, en dehors des contrôles du fonctionnement général effectués par les spécialistes, nous faisons développer un petit échantillon de chaque film (10 clichés sur 1000) sur lequel nous regardons la position du faisceau dans la chambre, le bon éclairement et la propreté de la chambre, puis au moyen d'un microscope nous comptons le nombre de bulles par centimètre pour vérifier si ce nombre reste voisin de 14 à 15 bulles par centimètre, conditions nécessaires pour apprécier correctement par la suite l'ionisation des traces.

5. Récapitulation des photographies prises

Les premières prises de vues ont eu lieu en février 1963 (photos avec une quantité de mouvement de K^+ incident 3 GeV/c), les dernières utilisées pour cette expérience ayant été effectuées en février-mars 1964 (quantité de mouvement de K^+ incident 5 GeV/c). Le Tableau I ci-après donne le détail du nombre de photographies prises aux différentes quantités de mouvement.

TABLEAU I

RECAPITULATION DES PHOTOGRAPHIES ET CONDITIONS D'UTILISATION

Impulsion nominale des K^+ en GeV/c	Impulsion réelle en GeV/c	Faisceau utilisé	Nombre de photos	Nombre moyen de K^+ par photo	Rendement (événements/μb)
3	2,97	m_2	190.000	10	3,3
3,5	3,46	m_2	140.000	15	3,5
5	4,97	0_4	80.000	11	1,5

II. ANALYSE DU FAISCEAU DANS LA CHAMBRE

Avant de commencer l'analyse des clichés proprement dits nous devons déterminer les conditions réelles dans lesquelles ont été prises les photographies. Pour cela nous avons à déterminer la définition du faisceau (dispersion angulaire), son intensité, sa quantité de mouvement centrale, et sa contamination en mésons π (ou plus exactement en mésons π et μ). Les méthodes utilisées aux différentes impulsions pour déterminer ces paramètres ont été les mêmes.

1. Définition

Il est important de connaître la distribution du faisceau dans la chambre à bulles, c'est à dire les valeurs moyennes et les écarts par rapport à ces valeurs moyennes de deux angles de position, l'un l'angle de profondeur λ (angle de la trace avec la glace avant de la chambre) et l'azimuth φ (angle de la trace avec une direction fixe dans le plan des glaces de la chambre). Afin de connaître ces angles nous mesurons un grand nombre de traces du faisceau, et le traitement dans un programme de reconstruction géométrique fournit les

valeurs de la courbure (donc de l'impulsion), de λ et de φ. Si nous traçons les histogrammes relatifs à λ et φ nous obtenons la valeur centrale et la dispersion de chacun de ces paramètres. Nous avons trouvé les valeurs moyennes suivantes :

à 3 GeV/c $\lambda = 0{,}0018$ radians, dispersion $\sigma_\lambda = 0{,}01$ radians
$\varphi = 6{,}2558$ radians, dispersion $\sigma_\varphi = 0{,}01$ radians
à 3,5 GeV/c les résultats sont identiques à ceux de 3 GeV/c
à 5 GeV/c $\lambda = -0{,}001$ radians, dispersion $\sigma_\lambda = 0{,}009$ radians
$\varphi = 0{,}002$ radians, dispersion $\sigma_\varphi = 0{,}009$ radians.

2. Intensité

Afin de déterminer l'intensité du faisceau, c'est à dire le nombre moyen de traces par photo, nous pouvons employer deux méthodes.

(a) Comptage du nombre de traces

Comme il serait trop long de compter le nombre de traces sur chaque cliché, nous décidons de compter seulement le nombre de traces toutes les 25 photos. Cette méthode a des inconvénients. Tout d'abord quelquefois deux traces se recouvrent ou certaines traces font un angle tel avec la direction du faisceau, qu'il est difficile de déterminer exactement si elles en font partie. D'autre part le fait de compter toutes les traces ne tient pas compte d'une contamination possible du faisceau. Le résultat sera donc entaché d'erreurs.

(b) Comptage du nombre de désintégrations du K^+ en 3 corps

Le rapport de désintégration en 3 corps du K^+ ($\tau \longrightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$) étant bien connu et égal à $5{,}5 \pm 0{,}3\,^o/_o$ [9], si nous relevons sur l'ensemble des clichés le nombre total de ces désintégrations (N_τ), nous pourrons atteindre le nombre total de K^+ incidents correspondant ($N_{tot.}$) par la formule

$$N_{tot} = \frac{N_\tau \times 100}{5{,}5} \times \frac{\ell_\tau}{\ell}$$

où ℓ_τ représente la longueur de désintégration des τ pour une impulsion donnée, soit pour 3 GeV/c $\ell_\tau = 22{,}20$ mètres, et ℓ représente la longueur utile de la chambre, $\frac{N_\tau \times 100}{5{,}5} = N_d =$ nombre total de désintégrations K^+. En général, afin de limiter les erreurs dûes aux pertes possibles dans les extrémités de la chambre (traces secondaires du τ trop courtes, apex du τ trop bas pour être bien visible), on se limite à une région centrale de la chambre dite "région fiducielle" (ce principe sera d'ailleurs utilisé plus tard pour le calcul des sections efficaces). Nous avons choisi la désintégration en 3 corps du K^+ par suite de sa commodité de détection. Il en effet très facile de repérer un événement à trois branches dans la chambre, alors que si nous avions choisi les désintégrations en 2 corps ($K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu$ ou $K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^o$), nous aurions nécessairement perdu les désintégrations

pour lesquelles la particule chargée est émise dans une direction très proche de celle du K^+ incident.

Cette méthode de détermination de l'intensité a l'avantage de permettre d'atteindre le nombre réel de K^+ avec une bonne précision, quelle que soit la contamination du faisceau. Le nombre moyen de traces par photographie cité, dans le tableau récapitulatif du paragraphe précédent, a été calculé de cette façon (Tableau I).

3. Quantité de mouvement centrale

Nous avons donné comme quantité de mouvement des K^+ incidents les valeurs nominales de 3, 3,5 et 5 GeV/c. En réalité ces valeurs sont celles pour lesquelles le faisceau a été réglé. Or ces valeurs attendues ne sont certainement pas exactes et de plus, lors de son passage à travers les scintillateurs et les fenêtres de la chambre, le faisceau perd de l'ordre de 15 MeV/c. Nous devons donc déterminer quelle est la valeur centrale de l'impulsion des traces à l'entrée de la chambre, et la précision avec laquelle elle est connue. A cet effet, nous avons utilisé deux méthodes différentes, mais de même principe, afin de pouvoir contrôler l'une par l'autre : il s'agit de prendre la moyenne des impulsions issues des programmes, lors des calculs cinématiques effectués sur des événements à 4 contraintes (pas de trace neutre supplémentaire rajoutée à celles mesurées) ou sur des τ (désintégration des K^+ en trois corps citée plus haut). Nous avons choisi pour ces derniers des événements à traces longues, donc bien mesurables, afin d'éviter d'introduire des erreurs trop grandes sur les valeurs calculées.

Après correction tenant compte des pertes d'énergie dans l'hydrogène, nous avons trouvé à l'entrée de la chambre pour 3 GeV/c :

$$\text{impulsion moyenne } \bar{p} = 2{,}972 \text{ GeV/c} \quad \text{et} \quad \text{dispersion } \sigma_p = 0{,}063 \text{ GeV/c}.$$

Les valeurs moyennes trouvées pour les trois impulsions ont été portées dans le Tableau I.

4. Contamination

Comme nous le verrons par la suite, la contamination en mésons pi du faisceau est la cause d'une des principales difficultés de l'identification des événements. Nous allons citer quelques méthodes de calcul de la contamination, bien qu'aucune d'elles ne soit suffisamment précise pour donner une indication valable pour des contaminations $\leqslant 5^{o}/o$, comme c'est le cas des faisceaux que nous utilisons.

(a) Mesure au moyen des τ et des traces du faisceau

Nous avons vu précédemment que le nombre de τ permettait de trouver le nombre de K^+ incidents, et que d'autre part, en comptant les traces sur un certain nombre de photos, il était possible d'avoir un ordre de grandeur du nombre de traces par photos. En se rapportant au nombre total de photos, on peut connaître le nombre total de traces à comparer au nombre de τ, et la différence donne en principe la contamination. En réalité pour une faible contamination la différence sera de l'ordre de grandeur de l'erreur sur l'estimation du nombre de traces. La contamination sera donc déterminée avec peu de précision.

(b) Rapport des interactions 4 branches (4B) et 2 branches plus V^o ($2B + V^o$)

Ce rapport est en effet très différent qu'il s'agisse d'interactions de π ou de K. En effet le V^o représente la désintégration d'une particule étrange et est plus facile à obtenir lorsque l'on dispose déjà d'une particule incidente avec étrangeté.

A partir de résultats expérimentaux obtenus dans différents laboratoires nous pouvons attribuer un rapport $\left(\frac{4B}{2B + V^o}\right)_\pi \sim 7$ pour les interactions de π.

D'autre part, à partir de résultats issus de nos premières mesures, nous calculons $\left(\frac{4B}{2B + V^o}\right)_K \sim 2$ pour des interactions de K.

Une mesure de ce rapport peut donc permettre d'avoir un ordre de grandeur de la contamination. Cependant, comme pour le cas des τ, du fait que la contamination réelle est faible, ce procédé ne peut nous fournir une mesure satisfaisante. Il est cependant utile de contrôler le rapport $\frac{4B}{2B + V^o}$ pour chaque film, car il peut se produire qu'une instabilité persistante vienne perturber l'un des éléments du faisceau, provoquant ainsi un dérèglement de la séparation et augmentation de la contamination. Nous avons donc éliminé d'office les films (chaque film contenant environ 1000 photos) pour lesquels le rapport $\frac{4B}{2B + V^o}$ était $> 3,5$.

(c) Mesure des rayons δ

Une particule chargée rencontrant un électron libre dans la chambre peut lui communiquer de l'énergie, produisant ainsi ce que l'on appelle un rayon δ. L'énergie transmise dépend beaucoup de la masse de la particule. Le rayon de courbure du rayon delta étant directement lié à son énergie, sa mesure doit donc permettre de dire s'il a été produit par une particule plus ou moins lourde, tout au moins à partir d'une certaine valeur. Dans le cas où nous voulons séparer les rayons δ produits par des K de ceux produits par des π (ou μ), nous commencerons par calculer le rayon de courbure maximum que peut avoir un rayon δ

produit par un K^+. L'énergie maximum que peut fournir un méson K de 3 GeV/c étant 37 MeV, le rayon de courbure maximum de l'électron pour une induction de 20.000 Gauss est de 6,2 cm. En principe donc, si nous relevons tous les rayons δ qui ont un diamètre supérieur à 12,5 cm, nous pourrons avoir la contamination en $\pi+\mu$ du faisceau. Cependant, du fait de la faible contamination du faisceau, le nombre de rayons δ de diamètre supérieur à 12,5 cm sera relativement faible.

(d) Tentative d'estimation de la contamination

Nous avons utilisé les trois méthodes citées ci-dessus et les résultats trouvés à 3 GeV/c ont été les suivants :

avec les τ	$0 \pm 5^{o}/o$
avec rapport $\frac{4B}{2B + V^o}$	$3 \pm 3^{o}/o$
rayons δ	$6 \pm 3^{o}/o$.

Des valeurs très voisines ont été trouvées aux autres impulsions. En conclusion, nous pouvons donc dire que la valeur estimée de $5^{o}/o$ est certainement une limite supérieure de la contamination.

III. ANALYSE DES CLICHES

Une fois en possession des photographies de chambre à bulles, le premier travail consiste à repérer les interactions et à les classer suivant les différentes topologies. Nous utilisons pour cela des appareils de projection permettant de regarder deux des trois vues prises par les caméras de la chambre à bulles.

La même topologie peut représenter différents états finals. Pour les interactions K^+p, nous classons chaque événement par le nombre de traces secondaires visibles qui le composent. Nous pouvons obtenir les catégories suivantes :

- Deux branches, l'une des deux branches pouvant présenter une désintégration (nomenclature 2B ou 2B, V^+).
- Deux branches plus la désintégration d'une particule neutre, avec ou sans désintégration sur l'une des deux branches ($2B + V^o$ ou $2B, V^+ + V^o$).
- Deux branches plus la désintégration de deux particules neutres ($2B + 2V^o$, $2B, V^+ + 2V^o$).
- Quatre branches (4B).

Et ainsi de suite avec toujours un multiple de deux traces chargées, la somme des charges restant +2, et une ou plusieurs désintégrations de particules neutres.

Dans notre expérience nous avons la possibilité d'obtenir dans l'état final soit une, soit trois particules étranges, ce dernier cas étant celui qui nous intéresse ici. Par ailleurs nous faisons encore la restriction que sur ces trois particules étranges l'une soit un hypéron d'étrangété -1: soit Λ^o, Σ^o ou Σ^+. En effet les réactions K^+p peuvent fournir dans l'état final des systèmes à 4 corps comportant 3 mésons K et un proton, par exemple $K^+p\,K^o\,\bar{K}^o$. Nous avons laissé de côté l'étude de ces réactions car d'une part à 3 GeV/c et 3,5 GeV/c la section efficace de production est très faible, et d'autre part si l'on désire étudier le système KK d'étrangeté +2, le fait d'avoir K^o et $\bar{K}^o$ non distinguables est très gênant. Dans le cas où nous avons un hypéron dans l'état final, afin de conserver l'étrangeté dans la réaction K^+p il est nécessaire que les deux particules étranges, autres que l'hypéron, aient l'étrangeté +1: soit donc deux mésons K. Les réactions les plus simples que l'on peut obtenir sont :

$$K^+p \longrightarrow K^+K^+\Lambda \qquad (a)$$

$$K^+p \longrightarrow K^+K^+\Sigma^o \qquad (b)$$

$$K^+p \longrightarrow K^+K^o\Sigma^+ \qquad (c)$$

$$K^+p \longrightarrow K^+K^+\Lambda\pi^o \qquad (d)$$

$$K^+p \longrightarrow K^+K^o\Lambda\pi^+ \qquad (e)$$

Comme nous le verrons plus loin, ces réactions sont produites avec de faibles sections efficaces. Afin d'avoir un nombre suffisant d'événements nous ne limitons donc pas notre étude à une région fiducielle donnée, comme nous le ferons par la suite pour le calcul des sections efficaces dans le but de limiter au maximum les biais possibles dus aux pertes de V^o à l'extérieur de la chambre. Cependant, afin d'utiliser des événements mesurables dans de bonnes conditions, nous imposons pour chaque événement que la longueur des traces soit supérieure à 5 cm. Afin d'éviter d'introduire dans notre échantillon de faux événements, nous exigeons la présence visible de l'hypéron (Λ^o, Σ^o ou Σ^+). Les topologies requises pour les réactions citées ci-dessus sont donc :

- $2B + V^o$ ou $(2BV^+ + V^o)$ — pour les réactions a, b, d, e, le V^+ représentant la désintégration éventuelle du K^+, et le K^o de la réaction e n'étant pas vu.
- $2B + 2V^o$ ou $(2B, V^+ + 2V^o)$ — pour la réaction e avec K^o vu.
- $2BV^+ + V^o$ — pour la réaction c, afin de voir à la fois l'hypéron et le K^o, ceci pour augmenter les contraintes du calcul cinématique, le Σ^+ étant en général assez court donc mal mesurable.

Parmi toutes ces catégories la principale est évidemment la plus simple, c'est à dire 2 branches + V^o, le K^+ ayant peu de chances de se désintégrer dans la chambre. Pour une telle topologie les événements du type recherché sont peu nombreux par rapport aux événements ne comportant qu'une particule étrange dans l'état final; en effet les réactions $K^+p \rightarrow K^o p\pi^+$, avec ou sans π^o additionnel, sont environ 100 fois plus nombreuses que les réactions $K^+K^+\Lambda^o$ (ou Σ^o). Afin de limiter le nombre des mesures, nous avons sélectionné les événements pour lesquels le V^o peut représenter un Λ. Pour cela nous appliquons les critères suivants : pour une impulsion donnée de la trace positive représentant le proton du Λ, la cinématique de la désintégration implique que l'impulsion de la trace négative (méson π) soit inférieure à une certaine valeur environ quatre fois plus petite que celle de la trace positive, alors que, pour un K^o, les distributions des impulsions positives et négatives doivent être les mêmes. De plus, pour une impulsion inférieure à 1 GeV/c, l'ionisation d'une trace est bien différente s'il s'agit d'un proton ou d'un pion. La représentation graphique de ces critères est donnée sur la Figure 5. Les limites utilisées sont issues du calcul de la cinématique et ont donc des valeurs exactes; cependant, lorsque l'on mesure les rayons de courbures sur la table de dépouillement afin de se reporter au graphique, les valeurs trouvées sont certainement imprécises, à cause de la mesure elle-même d'une part, et d'autre part du fait que nous ne tenons pas compte de l'angle de profondeur. C'est pourquoi les critères ont été appliqués avec prudence. Ceci nous a quand même permis de limiter la mesure à environ 15 $^o/_o$ des événements $2B + V^o$ pour l'échantillon sélectionné. Par ailleurs, pour nous assurer que ces critères étaient valables, nous les avons appliqués sur 100 films pour lesquels tous les $2B + V^o$ ont été mesurés. Sur cet échantillon nous n'avons pas trouvé d'événements avec Λ qui n'avaient pas été retenus à la sélection.

Pour obtenir les événements avec un Σ^+, nous mesurons systématiquement les événements 2B, $V^+ + V^o$ pour lesquels le V^+ n'est pas une désintégration évidente de π.

Les Figures 6 et 7 représentent quelques exemples d'événements KKY(π).

Les événements sont mesurés sur les appareils de mesure digitisés (IEP ou SOM). Afin de reconstruire la position de l'événement dans la chambre, on mesure en même temps les coordonnées des marques fiducielles tracées sur les glaces de la chambre à bulles. En principe, pour obtenir la reconstruction géométrique, la mesure de deux vues suffit. Cependant, pour chaque événement, les trois vues sont utilisées, ce qui permet d'employer lors de la reconstruction géométrique les deux vues qui donnent la meilleure corrélation pour un premier calcul, et d'utiliser la troisième vue pour obtenir une meilleure définition de l'événement.

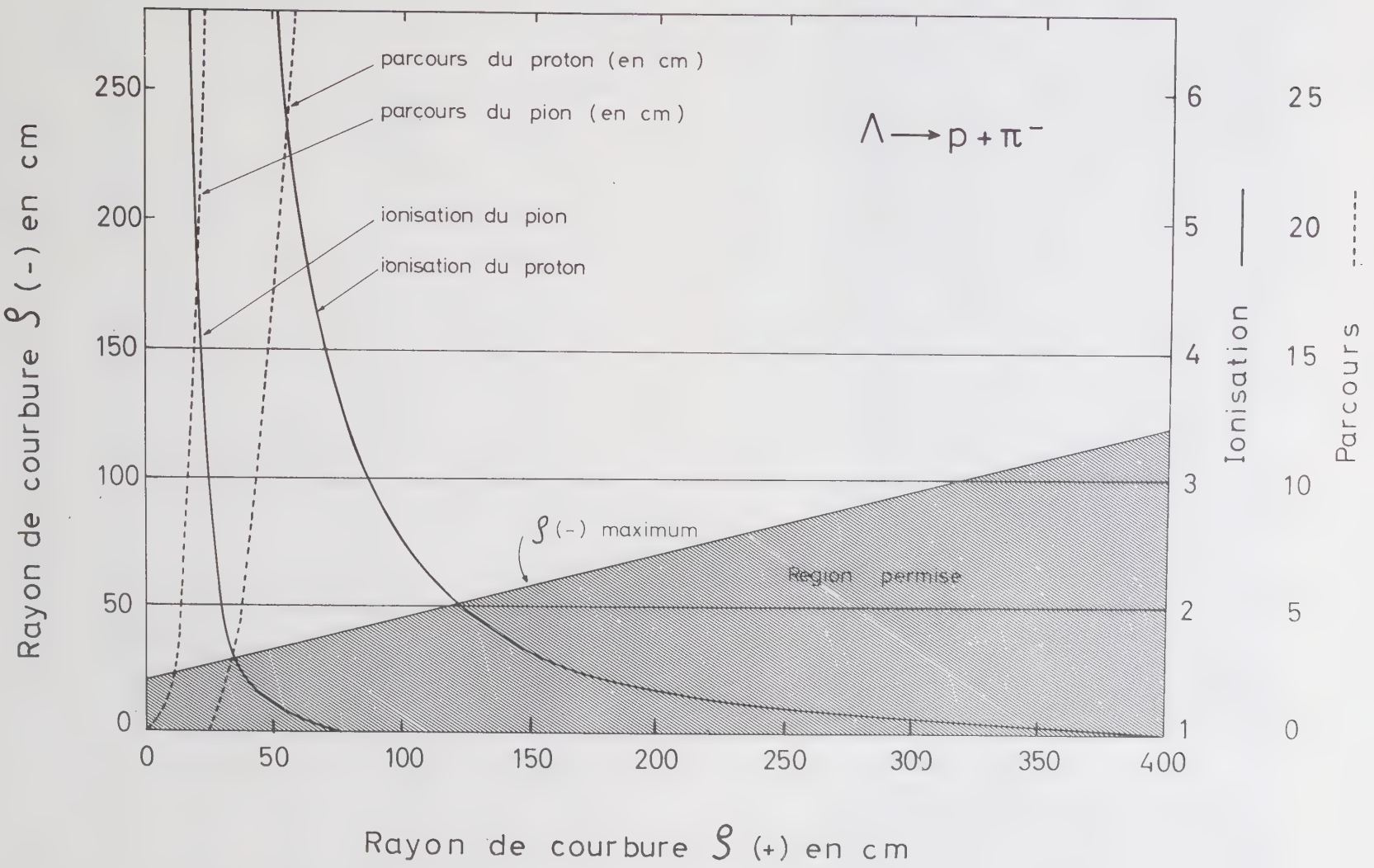
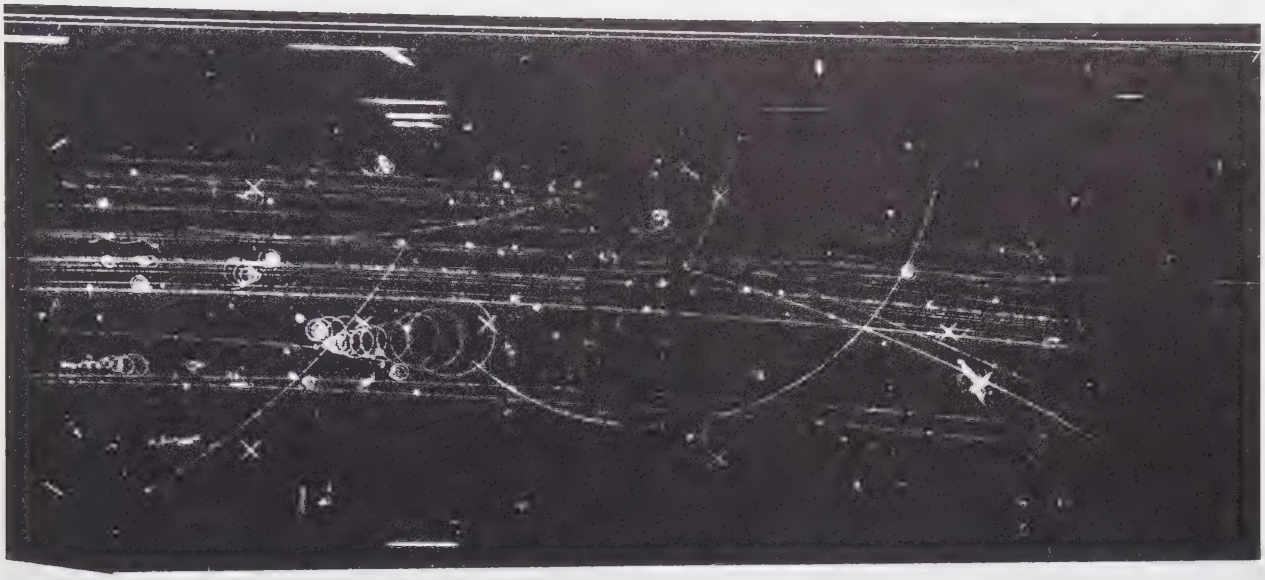


FIG. 5 - Critères de sélection pour que le V^o soit un Λ.



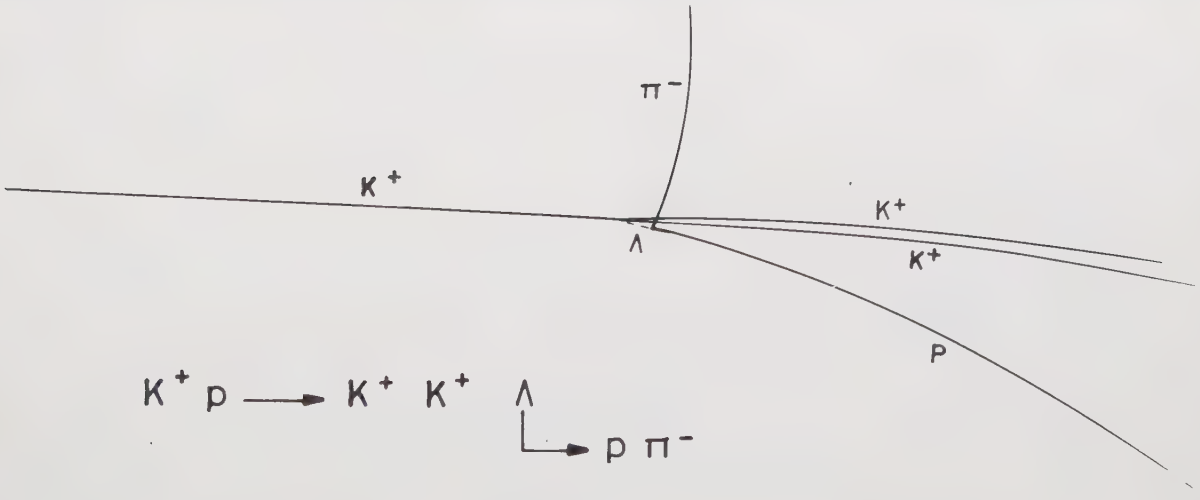


FIG. 6a- Exemple d'événement $K^+p \longrightarrow K^+K^+\Lambda$.

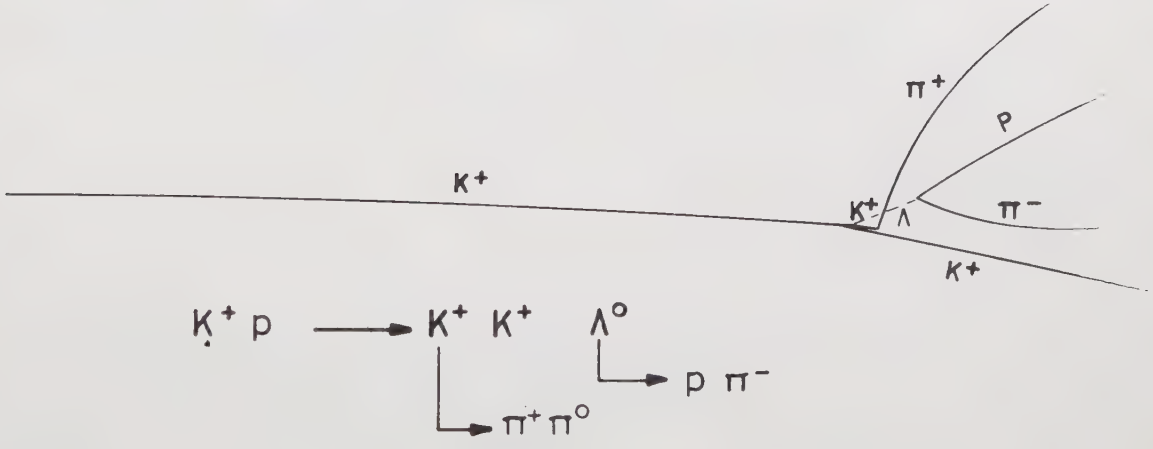
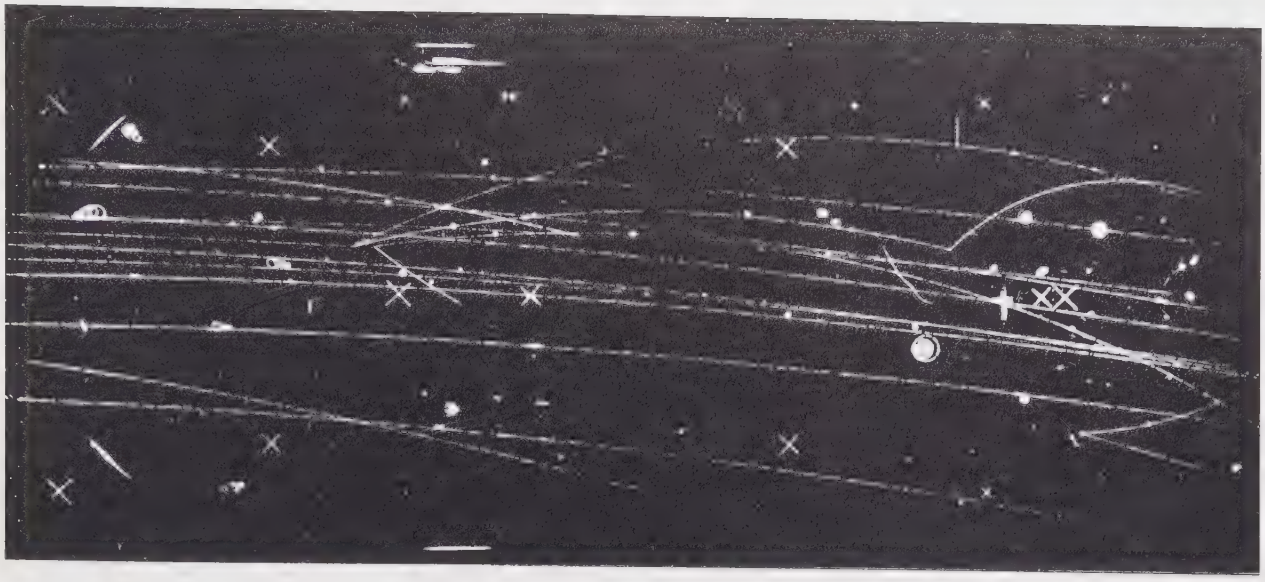
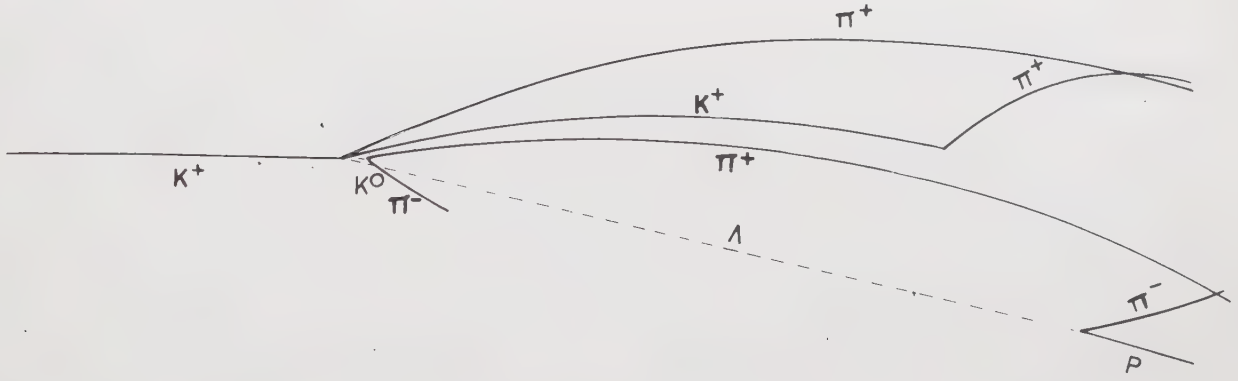


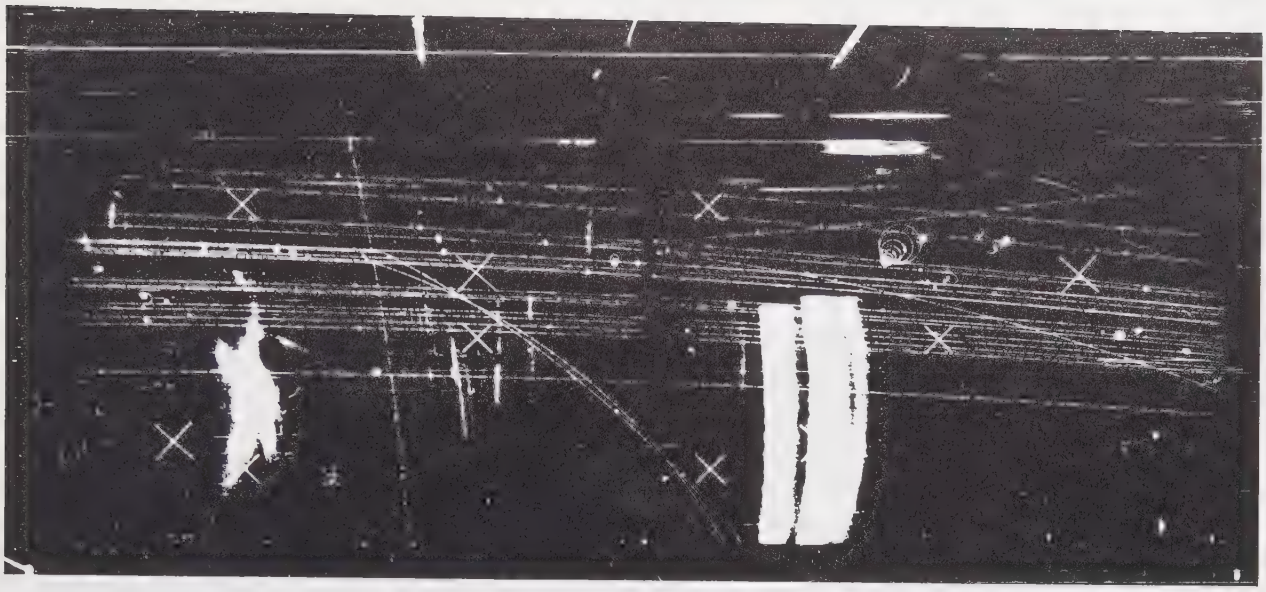
FIG. 6b - Exemple d'événement $K^+p \rightarrow K^+K^+\Lambda$.





$$K^+ p \longrightarrow K^+ \; \pi^+ \; \Lambda \; K^\circ$$
$$\hookrightarrow \pi^+ \pi^\circ \qquad \hookrightarrow p\,\pi^- \qquad \hookrightarrow \pi^+ \pi^-$$

FIG. 7a - Exemple d'événement $K^+ p \rightarrow K^+ \pi^+ \Lambda K^\circ$



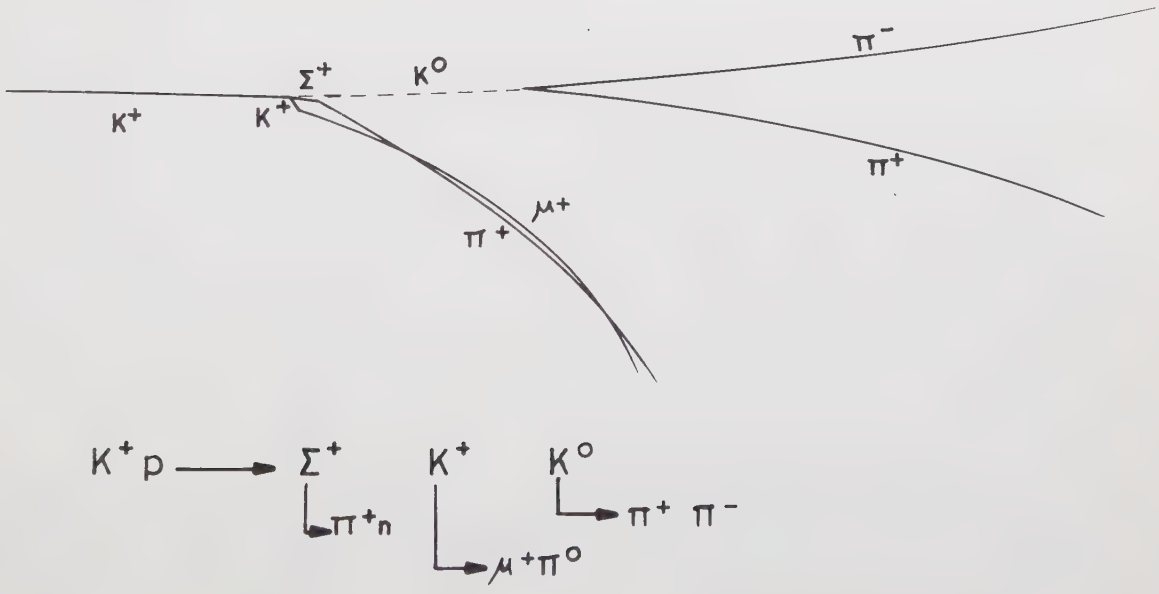


FIG. 7b - Exemple d'événement $K^+p \rightarrow \Sigma^+ K^+ K^o$

IV. CALCULS ET PROGRAMMES

Après la mesure, l'événement est traité dans une calculatrice par les différents programmes de reconstruction géométrique et cinématique. Chacun de ces programmes est une étape qui permet finalement d'aboutir aux résultats utiles pour l'étude physique de l'ensemble des événements. Nous avons utilisé une calculatrice IBM 7090 et les programmes du CERN que nous citons dans ce qui suit.

Tout d'abord le résultat des mesures obtenues sur les appareils IEP ou SOM est recueilli sur des bandes perforées. Ce résultat doit être transcrit dans un langage assimilable par la machine et ceci sur bande magnétique, c'est le rôle du programme "REAP".

Ce travail préliminaire effectué, le programme THRESH effectue la reconstruction géométrique de l'événement. Chaque trace est assimilée à une hélice, ce qui permet d'en déterminer le rayon de courbure et la direction. La direction est représentée par deux angles : l'azimuth φ et l'angle de profondeur λ, définis dans le paragraphe II.1. La connaissance de l'angle λ et du rayon de courbure permet alors d'obtenir l'impulsion correspondante, ces deux quantités étant reliées à la valeur de l'induction magnétique par la formule $p = 300\ B\rho/\cos\lambda$ (p en eV/c, B en gauss, ρ en cm). Chaque trace étant ainsi caractérisée, le programme cinématique GRIND ajuste les différentes valeurs géométriques trouvées afin de concrétiser l'événement étudié : à chaque trace est attribuée une masse correspondant aux réactions possibles, et, après correction due aux pertes d'énergie dans le parcours (chaque impulsion étant mesurée au milieu de la trace), l'application au point de réaction (ou apex) des lois de conservation (énergie, impulsion) fournit parmi toutes les réactions envisagées celles qui sont compatibles avec les mesures, chacune étant affectée d'une probabilité plus ou moins grande suivant son degré de compatibilité. Cette probabilité est calculée à partir du "chi carré", quantité définie par la fonction :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{J} \sum_{i=1}^{I} (m_i - m_i^o)\ (G_m)_{ij}\ (m_j - m_j^o)$$

où m représente une variable mesurée, m_i étant la valeur calculée compte tenu des contraintes et m_i^o représentant la valeur mesurée. G_m^{-1} est la matrice d'erreur des variables mesurées, $(G_m^{-1})_{ii}$ est la variance de l'élément m_i et $(G_m^{-1})_{ij}$ la covariance de m_i et m_j. Si par ailleurs nous représentons par x les variables non mesurées, $f_K(x,m) = 0$ étant les équations de contrainte (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement), le meilleur ensemble de valeurs est obtenu lorsque la fonction χ^2 est minimum et que les équations $f_K(x,m_i) = 0$ sont satisfaites. Les méthodes de résolution de ces systèmes d'équations ont été traitées entre autre par R. Böck[10] et B. Ronne[11].

L'équation donnant le χ^2 lorsque les variables i et j ne sont pas correlées prend la forme bien connue :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(m_i - m_i^o)^2}{(G_m^{-1})_{ii}} = \sum_i \frac{(m_i - m_i^o)^2}{\sigma_i^2}$$

σ_i étant l'erreur externe sur la quantité m_i^o.

Le calcul cinématique de GRIND ayant fourni les différentes hypothèses possibles, le programme BAKE calcule alors un certain nombre de quantités physiques intéressantes : la masse effective de deux (ou plusieurs) particules considérées comme la désintégration éventuelle d'une particule (ou résonance) de temps de vie trop court pour que l'on puisse l'observer dans la chambre, et, pour chacun de ces systèmes composés artificiels, son énergie, son impulsion et les différents angles de production et de désintégration.

Après cette première étape de calcul les événements sont examinés afin de déterminer parmi toutes les possibilités retenues par GRIND celles qui sont compatibles, suivant des critères décrits dans le paragraphe suivant.

Lorsque chaque événement a été identifié, le programme SLICE permet de sélectionner les hypothèses retenues et de les mettre sur une nouvelle bande magnétique qui contiendra le résumé de chaque événement.

Cette dernière bande sera alors utilisée comme entrée du programme SUMX lequel permet d'effectuer les derniers calculs, de tracer des histogrammes, donc d'étudier les mécanismes physiques de chaque réaction.

Outre ces programmes généraux nous avons utilisé le programme MILLSTONE[12], qui traite cinématiquement l'événement d'une façon analogue à GRIND, mais qui dispose de plus de souplesse, ce qui nous a permis de récupérer un certain nombre d'événements pour lesquels GRIND n'a pas réussi à obtenir de résultat, à la suite des difficultés présentées à la mesure. Nous avons aussi utilisé MILLSTONE afin d'étudier la validité de la séparation entre les différentes hypothèses $K^+K^+\Lambda$, $K^+K^+\Sigma^o$, $K^+K^+\Lambda\pi^o$. Un aperçu des possibilités de ce programme, ainsi que quelques exemples d'application sont donnés en Annexe I.

V. IDENTIFICATION DES EVENEMENTS

A) Méthodes d'identification

En général le résultat des calculs effectués par les programmes fournit plusieurs hypothèses compatibles cinématiquement avec les données géométriques. Pour déterminer parmi ces hypothèses celle qui correspond réellement à l'événement étudié, nous procédons en deux étapes :

1. Mise en évidence de l'hypéron

Nous devons déterminer si la désintégration de la particule neutre est un Λ ou si la désintégration chargée est un Σ^+.

Dans le cas du V^o les deux possibilités sont soit un Λ, soit un K^o issu des réactions les plus abondantes $K^oN\pi(\pi)$.

Trois cas sont donc possibles :

a) le V^o ne peut être calculé que comme un Λ,

b) le V^o ne peut être calculé que comme un K^o,

c) le V^o peut être interprété comme Λ ou comme K^o.

Dans tous les cas l'événement est examiné sur la table de dépouillement afin de déterminer si la densité de bulles des traces correspond effectivement à celle prévue par l'hypothèse considérée. C'est bien ce qui se produit dans les cas a) et b). Pour le cas ambigu c), nous avons vu lors de l'exposé du principe de la sélection que la trace positive doit être plus ionisante pour un proton (cas du Λ) que pour un pion (cas du K^o). Ceci permet de lever l'ambiguité dans les cas où la quantité de mouvement de la trace positive est inférieure à une limite comprise entre 1 et 1,4 GeV/c (ionisations respectives 2 et 1,4), suivant la longueur de la trace et la qualité de la photographie. L'examen de l'ionisation nous a permis de faire une séparation dans 70 °/o des cas.

Dans le cas de la désintégration chargée nous avons à choisir entre trois hypothèses possibles Σ^+, K^+, π^+ pour lesquelles nous avons les désintégrations suivantes :

$$\Sigma^+ \longrightarrow p + \pi^o$$

$$\Sigma^+ \longrightarrow \pi^+ + n$$

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^o$$

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu \ .$$

Comme pour la séparation entre K^o et Λ, l'ionisation des particules nous permet de faire la distinction. Tout d'abord la trace primaire de désintégration, pour une même quantité de

mouvement, présente une densité de bulles très différente suivant qu'il s'agit d'un Σ^+, d'un K^+ ou d'un π^+. D'autre part, la trace chargée secondaire donne aussi une indication importante puisqu'il s'agit d'un proton, d'un pion ou d'un muon. Enfin, la longueur du primaire de la désintégration est bien différente dans le cas d'un Σ^+ ou d'un K^+, par exemple, les temps de vie étant respectivement $0{,}788\ 10^{-10}$ sec. et $1{,}23\ 10^{-8}$ sec. (9), ce qui correspond pour une impulsion de 1 GeV/c à un libre parcours moyen de 2 cm contre 7,20 m.

2. Etude de la production

Lorsqu'après étude de la désintégration, l'événement peut encore être représenté de façon ambigue par deux hypothèses compétitives, l'examen de ce qui se passe à la production permet, dans la plupart des cas, de lever l'ambiguité.

(a) L'hypéron ne peut être définitivement préféré. Nous avons à trier les particules chargées pouvant être associées à un K^o ou un Λ, ce sont :

avec K^o : $p\ \pi^+$ — la réaction étant alors $p\ \pi^+\ K^o$ (avec ou sans π^o additionnel)

$\pi^+\ \pi^+$ — réaction $\pi^+\ \pi^+\ K^o\ n$

avec Λ : $K^+\ K^+$ — réaction $K^+\ K^+\ \Lambda\ (\pi^o)$

$K^+\ \pi^+$ — réaction $K^+\ \pi^+\ \Lambda\ (K^o)$.

En général, dans tous ces cas l'ambiguité entre K^o et Λ peut être levée. En effet, nous voyons que nous avons à distinguer entre un proton et un K^+, ou un π^+ et un K^+, et ceci devant se produire simultanément, il y a pratiquement toujours une des traces qui a une impulsion inférieure à 600 MeV/c (pour distinguer entre π et K) ou inférieure à 1 GeV/c (pour distinguer entre K et p).

(b) L'hypéron peut être parfaitement identifié mais deux hypothèses correspondant à des interactions de K^+ incident sont possibles. Les cas les plus fréquents sont :

$$K^+\ K^+\ \Lambda \quad \text{et} \quad K^+\ K^+\ \Sigma^o$$
$$K^+\ K^+\ \Lambda\ \pi^o \quad \text{et} \quad K^+\ \pi^+\ \Lambda\ K^o\ .$$

(c) Il reste une autre possibilité d'ambiguité dans le cas où l'hypéron a été identifié : bien que la contamination du faisceau en pions soit $\leq 5\%$, les sections efficaces des réactions $\pi^+ p$ conduisant à un hypéron dans l'état final sont suffisamment élevées pour fournir des résultats compétitifs entre les réactions $K^+ p$ et $\pi^+ p$. Soit en général :

$$K^+\ p \longrightarrow K^+\ K^+\ \Lambda\ (\pi^o)$$
$$\pi^+\ p \longrightarrow K^+\ \pi^+\ \Lambda\ (\pi^o).$$

Dans ces deux différentes possibilités, l'examen de l'ionisation n'a pas toujours été aussi déterminant car, une des deux particules chargées étant identique dans l'une ou l'autre hypothèse, il est nécessaire que la seconde ait une impulsion inférieure à 600 MeV/c afin de pouvoir distinguer entre π et K. Cependant, dans ce cas d'ambiguité entre hypothèses induites par des π ou des K incidents, le fait d'avoir placé devant la chambre à bulles un compteur Cerenkov à seuil nous permet de rejeter l'hypothèse π dans environ 50°/o des cas. En effet la pression du Cerenkov était réglée de manière à ne donner de signal que pour les particules de masse inférieure à la masse du K, c'est à dire uniquement pour les π ou les μ. Etant donné que la contamination en π (ou μ) est de l'ordre de 5°/o et le nombre de traces par photos 10 à 15, nous attendons en moyenne une indication de π dans le Cerenkov, toutes les deux photos. Nous pouvons donc éliminer l'hypothèse π parasite dans environ 50°/o des cas.

3. Critère de probabilité

Lorsque les examens précédents ne nous permettent pas de conclure définitivement en faveur d'une hypothèse plutôt que d'une autre, nous appliquons le critère suivant :

Supposons que deux hypothèses A et B soient possibles, les probabilités respectives étant p_A et p_B et le nombre de degrés de liberté relatif à chacune n_A et n_B. Si

$$\frac{A}{B} = \frac{p_A}{p_B} \left(\frac{n_A}{n_B}\right)^2 \geqslant 5$$

nous avons considéré l'hypothèse A comme étant la bonne. Bien que n'ayant aucune justification mathématique, ce critère tient compte du fait qu'il est plus facile d'obtenir un bon résultat du calcul cinématique lorsque le nombre de contraintes est plus petit.

Le fait d'appliquer ce critère a eu pour résultat de favoriser par exemple les hypothèses $K^+K^+\Lambda$ (4 contraintes), par rapport aux hypothèses $K^+K^+\Lambda\pi^o$ (1 contrainte) dans le cas de l'ambiguité entre deux hypothèses correspondant à des mésons K incidents, ou $K^+K^+\Lambda$ contre $K^+\pi^+\Lambda\pi^o$, lorsqu'il s'agissait d'ambiguité entre hypothèses pour K incident et π^+ incident.

Après utilisation de ces critères, il est resté un certain nombre d'ambiguités que nous pouvons classer en deux catégories.

(a) Ambiguités entre 2 hypothèses K incident :

$K^+ K^+ \Lambda \pi^o$	et	$K^+ K^o \Lambda \pi^+$	4
$K^+ \pi^+ K^o \Lambda$	et	$\pi^+ K^+ K^o \Lambda$	1
$K^+ K^+ \Sigma^o$	et	$K^+ K^+ \Lambda \pi^o$	1

(b) Ambiguités entre hypothèses K incident et π incident :

$K^+ K^+ \Lambda$	et	$K^+ \pi^+ \Lambda$	6
$K^+ K^+ \Lambda$	et	$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	2
$K^+ K^+ \Lambda$	et	$K^+ \pi^+ \Sigma^o$	2
$K^+ K^+ \Sigma^o$	et	$K^+ \pi^+ \Sigma^o$	1
$K^+ K^+ \Sigma^o$	et	$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	3
$K^+ K^+ \Lambda \pi^o$	et	$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	4
$K^+ \pi^+ \Lambda K^o$	et	$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	1
$K^+ \pi^+ \Lambda K^o$	et	$\pi^+ \pi^+ \Lambda K^o$	1
$K^+ \pi^+ \Lambda K^o$	et	$\pi^+ p K^o \bar{K}^o$	1 .

Il est à noter qu'il n'y a aucune ambiguité pour les événements avec un Σ^+, les seules que nous ayons trouvées étant entre une hypothèse K incidente ($K^+K^oΣ^+$) et une hypothèse π incidente ($\pi^+\Sigma^+K^o$) et ces ambiguités ont pu être levées par des critères d'ionisation.

Dans le cas où l'ambiguité ne peut être levée, nous gardons simplement l'hypothèse K incident qui a la meilleure probabilité. Ceci se justifie d'autant plus que la majorité des ambiguités restantes sont entre une hypothèse K et une hypothèse π incident. Or, compte tenu de la contamination d'environ 5°/o du faisceau et des sections efficaces de production d'un Λ par un π ou un K, il est plus probable à priori que l'événement soit produit par un K plutôt que par un π.

B) Tests de la validité des identifications

1. Tests de distribution du χ^2

Lors du calcul cinématique d'un événement, les valeurs mesurées sont changées par le programme GRIND, et dans la limite des erreurs, de manière à vérifier les lois de conservation. Nous avons vu dans le paragraphe IV. que, pour chaque hypothèse, il était donné un χ^2, permettant de calculer la probabilité d'une hypothèse. Afin de calculer le χ^2 il est nécessaire de connaître la matrice d'erreur. Les erreurs sont de deux types : les erreurs internes dues au programme, les erreurs externes dues aux défauts de la chambre, des caméras, etc. et aux imprécisions de mesures : ce deuxième type d'erreurs a été décrit en détail par J. Badier[13]. Nous nous contenterons donc de donner une liste des erreurs principales :

- erreur de pointé lors de la mesure;
- erreurs dûes aux défauts de l'optique et au traitement des films, et, l'ensemble

des coordonnées étant rapporté à la mesure des marques fiducielles, déformation systématique due à cette mesure;

- erreurs dûes aux inhomogénéités du champ magnétique, de la densité de l'hydrogène ou de son indice de réfraction;
- les erreurs dûes à l'imprécision sur la valeur du champ magnétique (0,5°/o), à la mauvaise connaissance de l'optique ce qui introduit une erreur de flèche, tout comme les mouvements du liquide dans la détente (ces erreurs de flèche introduisant une courbure parasite);
- enfin les erreurs dûes à la diffusion multiple.

La valeur introduite dans le programme pour les erreurs externes est 75 microns sur le film, ce qui rend compte à la fois de l'erreur de pointé et de l'ensemble des distorsions possibles. A ceci, pour chaque trace, est ajoutée une erreur dûe à la diffusion multiple, erreur qui dépend de l'impulsion et de la masse de chaque trace, suivant la formule :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{0,17\ L}{(p\beta c)^2}$$

où $\langle\theta\rangle$ en radians est la valeur moyenne de l'angle de diffusion introduisant une courbure parasite, L est la longueur de la trace en centimètres et pc est l'impulsion en GeV. En fait, l'erreur introduite sur l'impulsion par la diffusion multiple est petite vis à vis de l'erreur externe correspondante, dès que l'impulsion de la trace devient supérieure à 600 MeV/c.

Le χ^2 étant ainsi calculé, nous pouvons étudier son comportement pour chaque type d'hypothèse et le comparer au χ^2 théorique attendu.

Les hypothèses que nous avons étudiées correspondent à deux types suivant le nombre de contraintes à l'interaction. Nous employons ici la terminologie habituelle qui utilise le terme de contraintes lorsqu'il s'agit de la vérification des équations de conservation et le terme degrés de liberté pour le calcul du χ^2.

(a) Hypothèses à 4 degrés de liberté

Il s'agit des hypothèses $K^+K^+\Lambda$ issues des $2B + V^o$ ou des hypothèses $K^+\pi^+\Lambda K^o$ issues des $2B + 2V^o$. Il n'y a donc aucune particule manquante. Le calcul doit vérifier les 4 contraintes d'énergie et de quantité de mouvement. Sur la figure 8 est représentée la distribution des χ^2 pour ces hypothèses. La valeur du χ^2 est 2,5 pour la moyenne et 1 pour le maximum de la distribution, alors que l'on attend les valeurs théoriques 4 et 2.

(b) Hypothèses à un degré de liberté

Ce sont les hypothèses $K^+K^+\Lambda\pi^o$ ou $K^+\pi^+\Lambda K^o$ issues des 2B + V^o, le calcul rajoutant une trace neutre supplémentaire. Les quatre contraintes correspondant à la conservation d'énergie et de quantité de mouvement subsistent mais il y a ici trois quantités manquantes, les trois composantes de la quantité de mouvement de la particule neutre. La figure 9 représente la distribution des χ^2 pour ces hypothèses. La valeur moyenne est 0,8 et la valeur du maximum voisine de 0 alors que les valeurs attendues sont 1 et 0.

Le fait d'obtenir des valeurs inférieures à celles théoriquement attendues a aussi été constaté pour les autres types d'événements que nous avons étudiés; il est sans doute dû à ce que l'erreur externe de 75 μ introduite dans le programme est surestimée. Ceci n'entache pas la validité des interprétations, ce qui n'aurait pas été le cas si les valeurs expérimentales trouvées avaient été plus grandes que les valeurs théoriques attendues.

Nous n'avons pas inclu dans notre étude de distribution des χ^2 les hypothèses $K^+K^+\Sigma^o$ et $\Sigma^+K^+K^o$, car elles sont d'un type particulier. Les événements $K^+K^+\Sigma^o$ proviennent bien des 2B + V^o mais l'application des contraintes d'énergie et de quantité de mouvement doit être faite simultanément aux trois vertex : interaction, désintégration du Σ^o et désintégration du Λ, de façon à déterminer les deux particules neutres manquantes (Σ^o et γ). Pour les événements $\Sigma^+K^+K^o$, il y a eu auparavant un calcul de la désintégration du Σ^+, lequel est en général court, donc non mesurable, et fournit souvent des calculs à 0 degré de liberté. L'échantillonnage de ces deux hypothèses n'étant pas homogène et de plus peu abondant, il n'aurait pu fournir un test statistiquement valable.

2. Tests relatifs aux hypérons

(a) Distribution de la masse du Λ

Le calcul de la cinématique du V^o se fait à partir de la mesure de l'impulsion p, de l'angle de profondeur λ et de l'angle azimuthal φ, relatifs à chacune des traces chargées du V^o. A partir de ces valeurs nous pouvons déduire la masse de la particule qui s'est désintégrée. La figure 10 montre la distribution du carré de ces masses correspondant à tous les V^o interprétés comme Λ. Nous voyons que le maximum est bien centré sur la valeur attendue : $M_\Lambda^2 = (1{,}115\ \mathrm{GeV/c^2})^2 = 1{,}234\ (\mathrm{GeV/c^2})^2$.

(b) Vie moyenne du Λ

Si τ_Λ est la vie moyenne du Λ, p son impulsion et m_Λ sa masse, nous pouvons définir une longueur ℓ_τ représentant la longueur moyenne de désintégration, définie par :

$$\ell_\tau = \frac{p}{m_\Lambda}\,\tau_\Lambda$$

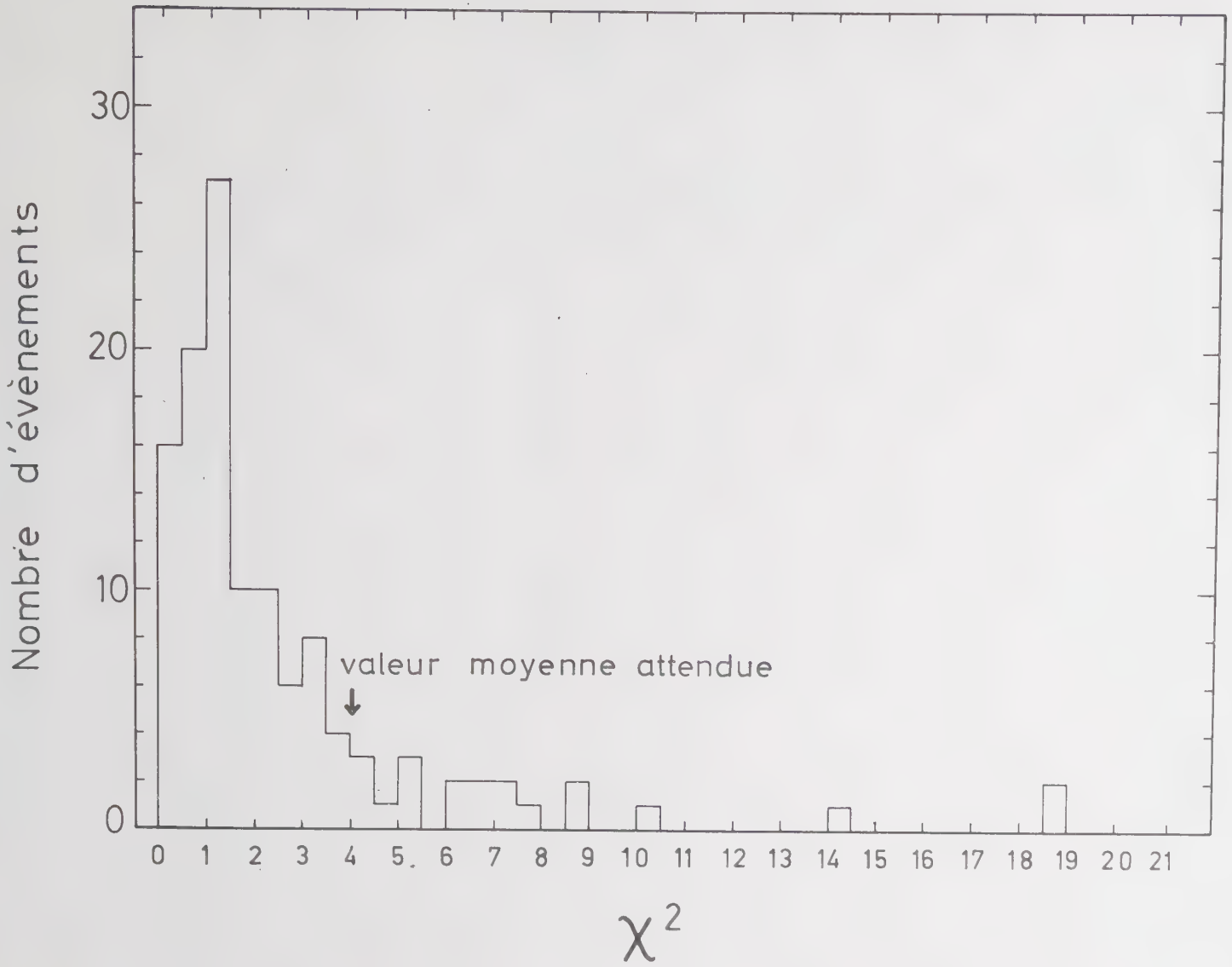


FIG. 8 - Distribution des chi carré pour les nypothèses à 4 degrés de liberté.

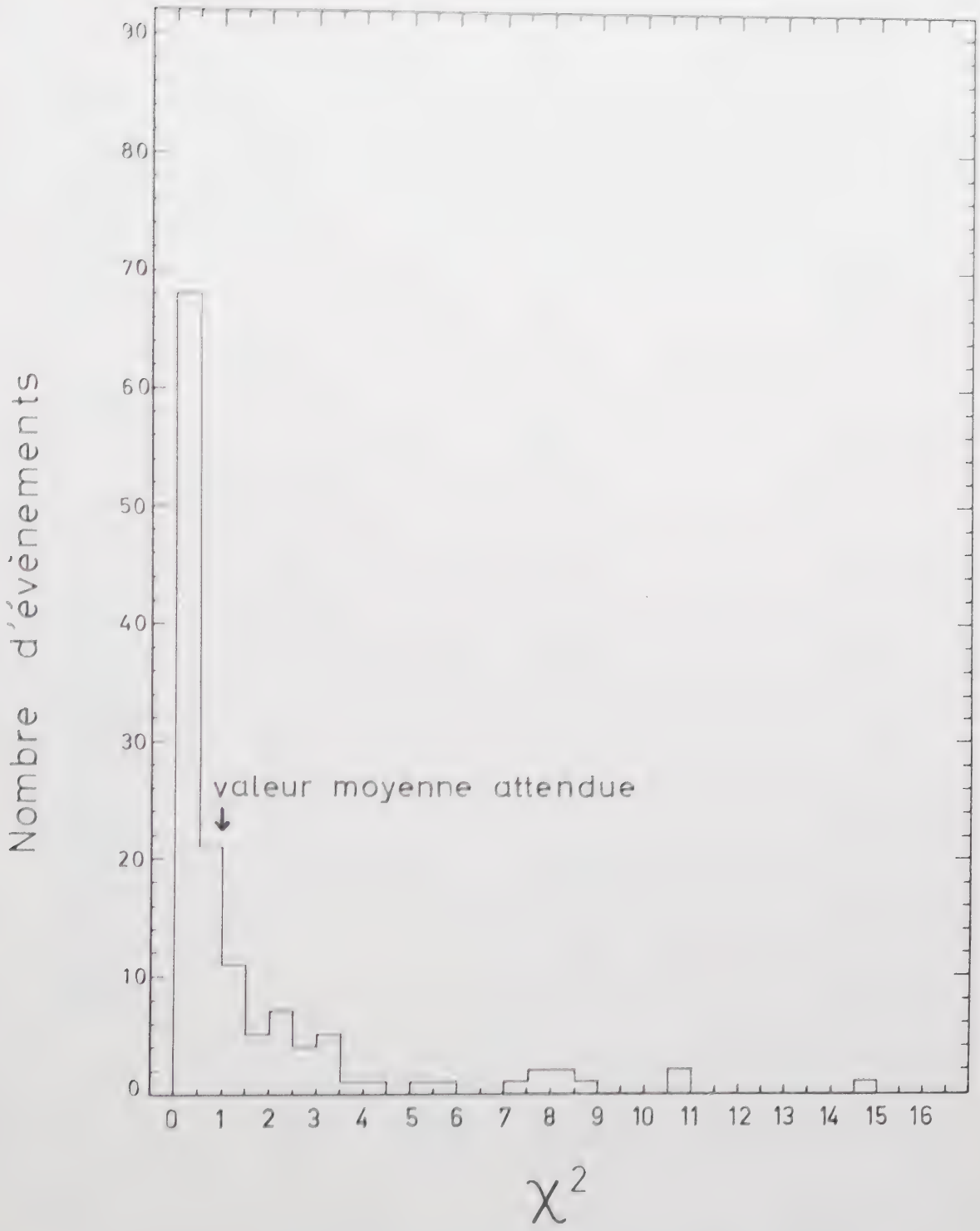


FIG. 9 - Distribution des chi carré pour les hypothèses à 1 degré de liberté.

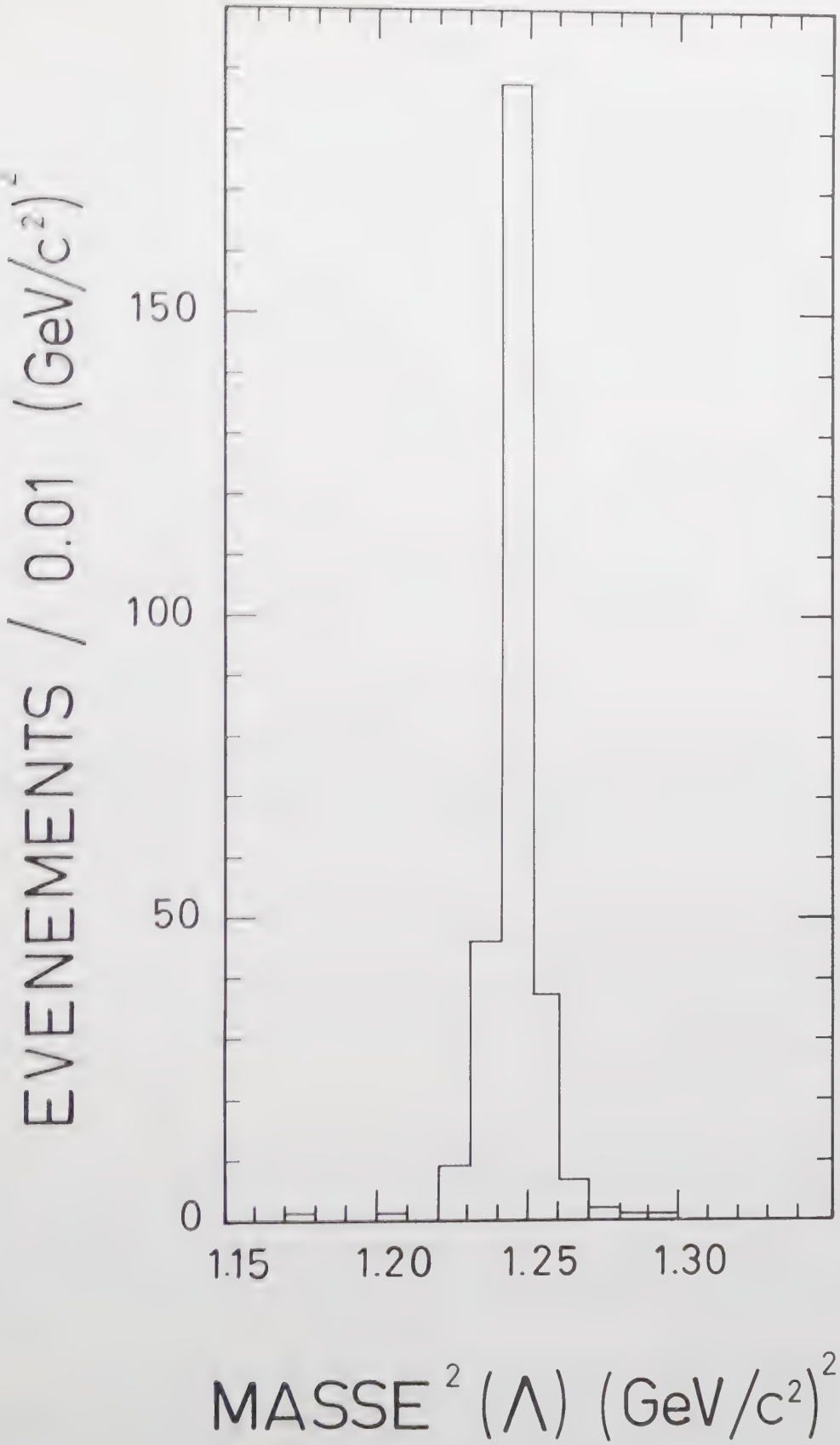


FIG. 10 - Distribution de la masse carré du Λ calculée à partir de la disintegration du V°.

soit avec $c = 3\ 10^{10}$ cm/sec., $\tau_\Lambda = 2{,}6\ 10^{-10}$ sec. (9), $m_\Lambda c^2 = 1{,}115$ GeV

$$(\ell_\tau)_{cm} = 6{,}94\ (p_\Lambda)_{GeV/c} \ .$$

Si nous considérons maintenant la longueur mesurée de chaque Λ, N_{tot} étant le nombre total d'événements et N le nombre d'événements pour lesquels la longueur est supérieure à ℓ, alors $N = N_{tot}\ e^{-\frac{\ell}{\ell_\tau}}$. La figure 11 représente la distribution $\log \frac{N}{N_{tot}}$ qui est en bon accord avec la droite $\log \frac{N}{N_{tot}} = -\frac{\ell}{\ell_\tau}$ (incidemment, ceci montre que les pertes d'hypérons par désintégration hors de la chambre sont en moyenne faibles).

(c) Vie moyenne du Σ^+

De même que pour le Λ, nous pouvons calculer $(\ell_\tau)_{cm} = 2{,}02\ (p_{\Sigma^+})_{GeV/c}$ avec $\tau_{\Sigma^+} = 0{,}8\ 10^{-10}$ sec. (9). La figure 12 donne la distribution $\log \frac{N}{N_{tot.}}$ en fonction de $\frac{\ell}{\ell_\tau}$. Cette distribution est en bon accord avec la droite $\log \frac{N}{N_{tot.}} = -\frac{\ell}{\ell_\tau}$.

(d) Rapport $\frac{\Sigma^+_o}{\Sigma^+_+}$

Un autre test relatif aux Σ^+ est l'examen du rapport de branchement entre les désintégrations $\Sigma^+_o \longrightarrow p + \pi^o$ et $\Sigma^+_+ \longrightarrow n + \pi^+$. Nous avons identifié 12 événements Σ^+_o et 17 Σ^+_+, ce qui donne un rapport égal à $0{,}7\ ^{+0{,}47}_{-0{,}30}$ compatible avec le rapport attendu de 1,04.

3. Test sur la séparation entre les hypothèses $K^+K^+\Lambda$, $K^+K^+\Sigma^o$ et $K^+K^+\Lambda\pi^o$

Même lorsque les deux traces chargées ont été identifiées comme étant sûrement 2 K^+ et le V^o un Λ, il reste encore une possibilité d'ambiguité. En effet, peu de choses séparent les hypothèses $K^+K^+\Lambda$ et $K^+K^+\Sigma^o$ d'une part et à un degré moindre $K^+K^+\Sigma^o$ et $K^+K^+\Lambda\pi^o$.

(a) Pour les hypothèses $K^+K^+\Lambda$ et $K^+K^+\Sigma^o$ ($\Sigma^o \longrightarrow \Lambda\gamma$) la séparation cinématique repose sur l'examen de l'énergie et de l'impulsion manquantes à l'hypothèse $K^+K^+\Lambda$, la masse manquante étant pratiquement nulle dans les deux cas. Cependant, il peut se produire que les erreurs sur l'énergie et l'impulsion manquantes soient du même ordre de grandeur que les quantités elles-même, ce qui a pour effet de permettre la vérification des équations de conservation aussi bien pour les deux hypothèses.

(b) Pour les hypothèses $K^+K^+\Sigma^o$ ($\Sigma^o \longrightarrow \Lambda\gamma$) et $K^+K^+\Lambda\pi^o$ des considérations analogues peuvent être faites, mais cette fois la masse manquante entre en ligne de compte et l'erreur qui lui est attachée doit être assez importante pour permettre à la fois les hypothèses $K^+K^+\Sigma^o$ (masse manquante à peu près nulle) et $K^+K^+\Lambda\pi^o$ (masse manquante au moins égale à

$m_{\pi^o} = 135$ MeV/c^2).

Afin de vérifier si notre sélection était satisfaisante nous avons utilisé le programme MILLSTONE comme il est indiqué dans l'exemple 2 de l'Annexe I. Nous avons considéré uniquement l'apex de l'événement en attribuant à chacune des deux branches la masse du méson K^+ et nous avons calculé la masse manquante à cet apex : dans le cas de l'hypothèse $K^+K^+\Lambda$ la masse manquante doit être celle du Λ, pour $K^+K^+\Sigma^o$ celle du Σ^o, et pour $K^+K^+\Lambda\pi^o$ une masse au moins égale à $m_\Lambda + m_{\pi^o} = 1250$ MeV/c^2.

La figure 13 montre l'histogramme des masses manquantes aux deux K^+. Nous voyons trois pics distincts : le premier représentant la masse du Λ, le deuxième celle du Σ^o, et le troisième la masse du $Y^*_{1385} \longrightarrow \Lambda + \pi^o$ qui est formé dans les réactions à quatre corps comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

4. Comparaison du nombre de $2B + V^o$ et $2B + 2V^o$ conduisant à l'hypothèse $K^+\pi^+\Lambda K^o$

Nous avons vu au paragraphe III que, pour l'étude de la réaction $K^+p \longrightarrow K^+\pi^+\Lambda K^o$, nous utilisions aussi bien les événements $2B + V^o$ que $2B + 2V^o$, la seule condition étant que chaque fois l'hypéron soit vu. Comme nous savons que la proportion de K^o vus est égale à 1/3 (50 °/o des K^o se désintégrent en K^o_1 de temps de vie suffisamment court pour être vus dans la chambre et, parmi ces 50 °/o, 2/3 se désintégrent suivant le mode chargé $\pi^+\pi^-$), il est donc intéressant de comparer le nombre d'événements $K^+\pi^+\Lambda K^o$ avec K^o vu (n), à celui avec K^o non vus (n'), le rapport devant être $\frac{n}{n'} = \frac{1}{2}$.

Si nous nous reportons au tableau II, nous trouvons n et n' dans la dernière colonne de ce tableau. Nous obtenons aux différentes énergies, les rapports suivants :

$$\frac{n}{n'} = \frac{7}{16} \quad \text{à 3 GeV/c}$$

$$\frac{n}{n'} = \frac{13}{28} \quad \text{à 3,5 GeV/c}$$

$$\frac{n}{n'} = \frac{6}{30} \quad \text{à 5 GeV/c} \ .$$

Ces résultats donnent un accord excellent avec la prévision 1/2, pour 3 GeV/c et 3,5 GeV/c. Pour 5 GeV/c l'accord n'est pas très bon. En corrigeant les nombres n et n' pour tenir compte de la probabilité de désintégration hors de la chambre, le désaccord s'atténue mais subsiste. Ce désaccord peut être dû soit à une fluctuation statistique, soit à une mauvaise identification de quelques événements ambigus (les ambiguités étant plus nombreuses à 5 GeV/c qu'à 3 GeV/c, du fait de la plus grande énergie des particules).

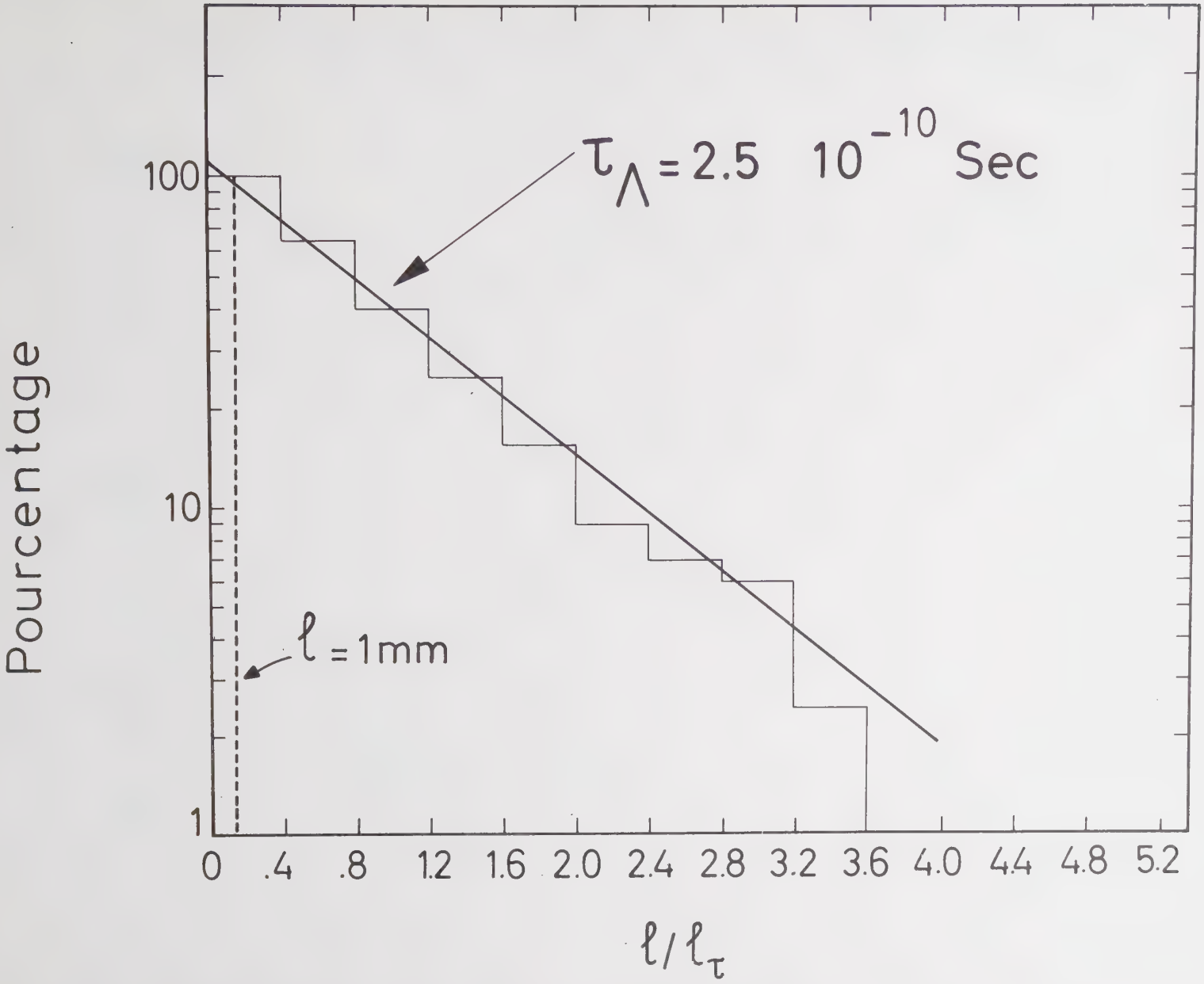


FIG. II- Distribution des temps de vie pour 208 Λ.

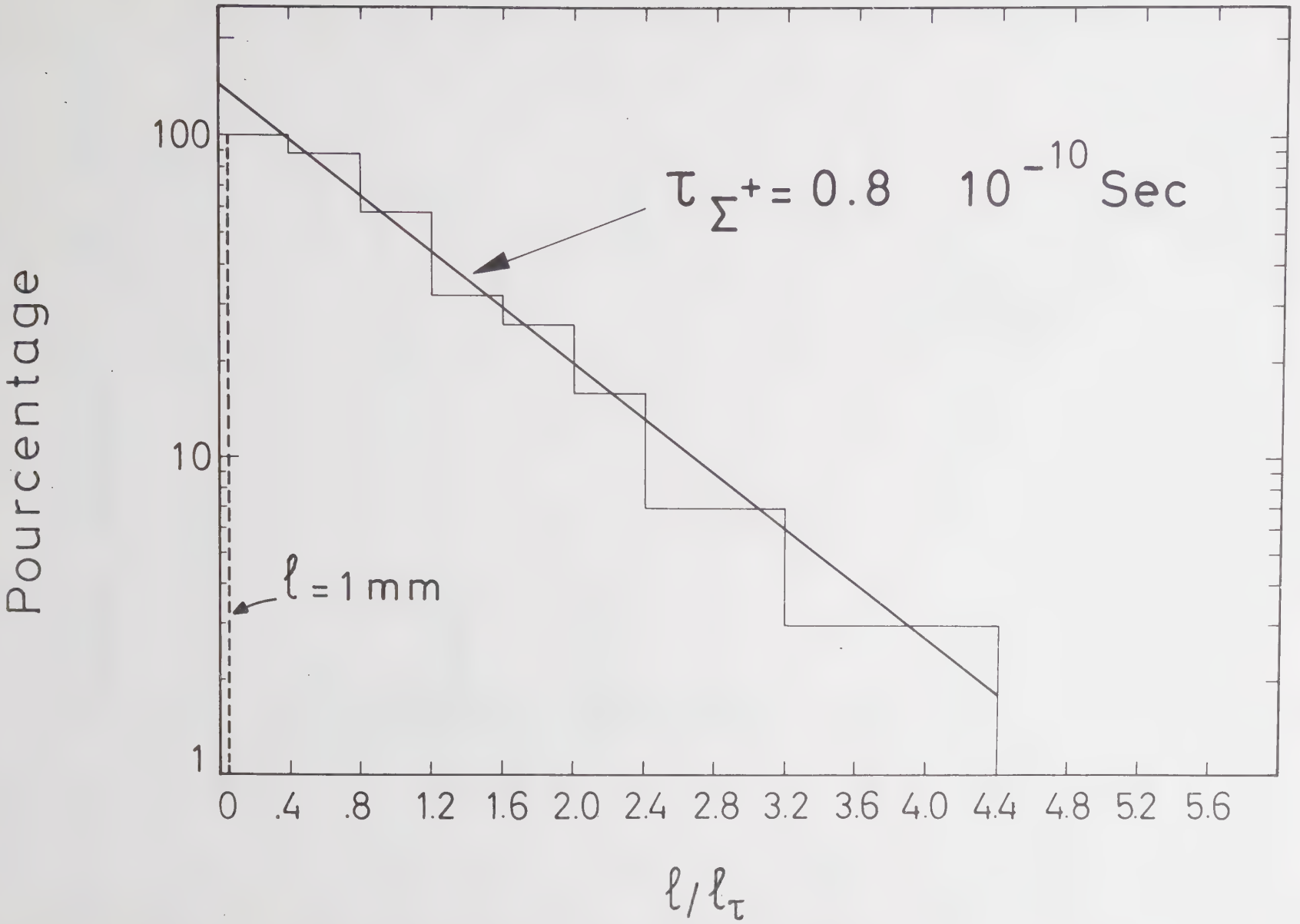


FIG. 12 - Distribution des temps de vie pour 23 Σ^+

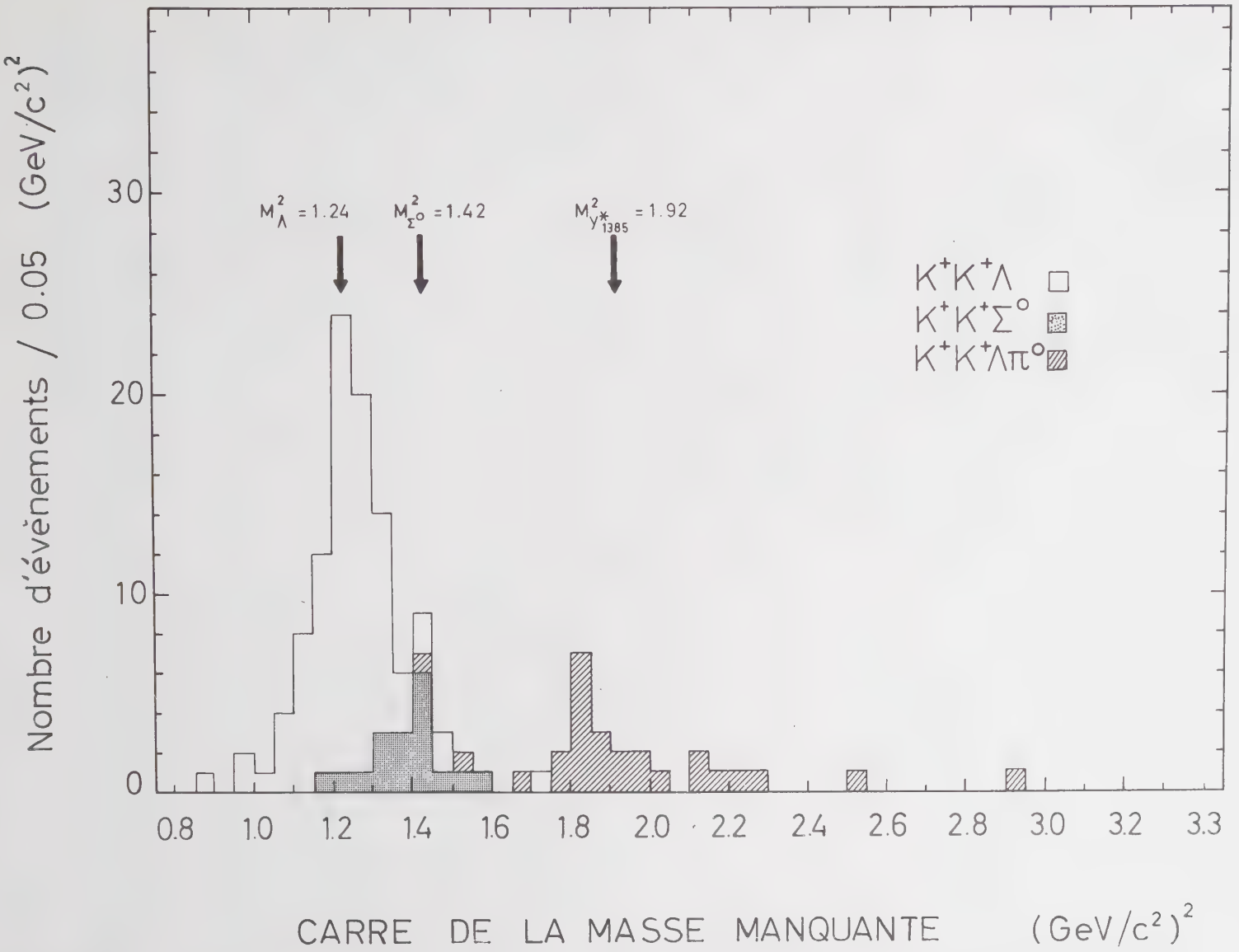


FIG.13 – Spectre de masse manquante dans les réactions $K^+p \longrightarrow K^+K^+$ + neutres.

5. Sections efficaces de production de particules étranges par les π^+ incidents

Afin de contrôler la séparation hypothèses π^+ incident - K^+ incident, nous avons utilisé un échantillon d'événements à 3 GeV/c pour lesquels l'hypothèse jugée la bonne était une hypothèse π^+ incident. Compte tenu de ce que nous attribuons une contamination de 5°/o en pions dans le faisceau, les sections efficaces trouvées sont :

$K^+ \pi^+ \Lambda$	63 ± 20 µb
$K^+ \pi^+ \Sigma^o$	10,7 ± 7 µb
$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	63 ± 20 µb
$\pi \pi^+ \Lambda K^o$	73,5 ± 20 µb

que nous pouvons comparer aux valeurs trouvées dans des expériences $\pi^+ p$

	2 GeV/c (14)	2,77 GeV/c (15)
$K^+ \pi^+ \Lambda$	130 ± 35 µb	163 ± 18 µb
$K^+ \pi^+ \Sigma^o$	37 ± 20 µb	-
$K^+ \pi^+ \Lambda \pi^o$	15 ± 11 µb	-
$\pi^+ \pi^+ \Lambda K^o$	15 ± 10 µb	85 ± 12 µb

Les différences partielles peuvent s'expliquer, évidemment par la faible statistique dont nous disposons, mais surtout par le fait que 5°/o est certainement une limite supérieure de l'estimation de la contamination en pions du faisceau. En effet, si nous supposions que la contamination est de 2°/o, la section efficace de production des événements $K^+\pi^+\Lambda$ serait multipliée par 2,5 pour un même nombre d'événements, et se rapprocherait donc des valeurs à 2 GeV/c et 2,77 GeV/c. Evidemment, dans ce cas les sections efficaces de production des événements à quatre corps augmenteraient aussi dans la même proportion, mais ceci est en bon accord avec ce que l'on peut attendre en comparant les résultats à 2 et 2,77 GeV/c pour pions incidents d'une part, et nos propres résultats à 3, 3,5 et 5 GeV/c pour kaons incidents d'autre part. L'augmentation des sections efficaces de production d'événements à quatre corps provient de ce que l'on s'écarte du seuil de production lorsque l'impulsion de la particule incidente croit, l'énergie devenant ainsi suffisante pour produire des pions additionnels.

En résumé, l'ensemble de ces tests montre que les événements acceptés ont été en majorité correctement identifiés et que par suite, les conclusions relatives à l'étude de la physique issue des réactions envisagées ne peuvent pas comporter de biais importants qui risqueraient de fausser les résultats.

CHAPITRE II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I. SECTIONS EFFICACES

Le faible rendement des réactions K^+p conduisant à trois particules étranges dans l'état final, dont un hypéron, nous oblige à nous limiter aux cinq réactions principales suivantes :

$$K^+ p \longrightarrow K^+ K^+ \Lambda$$
$$K^+ K^+ \Sigma^o$$
$$K^+ K^o \Sigma^+$$
$$K^+ K^+ \Lambda \pi^o$$
$$K^+ K^o \Lambda \pi^+ .$$

1. Calcul de la section efficace

Afin de calculer la section efficace relative à chacun de ces canaux et pour les trois valeurs de l'impulsion, nous avons relevé le nombre d'événements dans un volume réduit de la chambre ($\sim 2/3$), que nous comparerons au nombre N_τ de désintégrations du K^+ en trois corps trouvées dans le même volume.

Nous avons vu au paragraphe II.2. du Chapitre I que le nombre total de désintégrations de K^+ était :

$$N_d = \frac{N_\tau}{0,055} .$$

Si L_D est la longueur de désintégration du K^+ d'impulsion p et de temps de vie τ_o ($L_D = c\tau_o \frac{pc}{m_o c^2}$), la section efficace, en mb, d'une réaction pour laquelle nous avons trouvé N événements, est donnée par :

$$\sigma = \frac{A \quad N}{c\tau_o \frac{pc}{m_o c^2} N_d} \quad f = \frac{A \; N}{L_D \; N_D} \; f$$

avec L_D en mètres

pc en GeV (pc = 3, 3,5, 5 GeV)

$m_o c^2 = m_{K^+} c^2 = 0{,}494$ GeV

$c = 3\ 10^8$ m/s

$\tau_o = 1{,}23\ 10^{-8}$ sec.

A = 282 pour une chambre à hydrogène

f est un facteur correctif introduit pour tenir compte de deux faits :

(a) La perte des V^o courts

Lors du dépouillement des clichés un certain nombre de V^o ne peuvent être détectés par suite de la faible distance apex-vertex observée sur la table de projection, et ces 2B V^o peuvent être interprétés comme des quatre branches.

Si ℓ_o est la distance minimum apex-vertex détectable,

p l'impulsion calculée de chaque Λ,

m sa masse,

τ son temps de vie,

la probabilité d'observation est :

$$P_1 = e^{-\frac{\ell_o m}{pc\tau}} .$$

(b) Correction dûe au parcours potentiel du V^o

Compte tenu de la forme de la chambre à bulles pour une impulsion donnée du Λ, la direction dans laquelle il est émis importe beaucoup sur la probabilité qu'il puisse se désintégrer dans la chambre. On appelle parcours potentiel la distance L mesurée entre l'apex et la paroi de la chambre sur la ligne de vol du V^o. La probabilité d'observer la désintégration du Λ entre les distances ℓ_o et L est :

$$P_2 = 1 - e^{-\frac{(L - \ell_o)m}{pc\tau}} .$$

La probabilité totale d'observation est :

$$P_1 P_2 = e^{-\frac{\ell_o}{\lambda}} - e^{-\frac{L}{\lambda}}$$

où $\lambda = \frac{pc\tau}{m}$ représente la longueur de désintégration de chaque Λ d'impulsion p; pour

tenir compte de ceci, on attribue donc à chaque événement un poids :

$$f = \frac{1}{e^{-\frac{\ell_0}{\lambda}} - e^{-\frac{L}{\lambda}}} .$$

Ces facteurs correctifs sont calculés directement dans le programme GRIND. Nous avons pour chaque impulsion calculé la valeur moyenne $f = \sum_{i=1}^{n} \frac{f_i}{n}$,

n étant le nombre total d'événements correspondant. Les valeurs f obtenues pour les Λ à 3, 3,5 et 5 GeV/c sont respectivement 1,15, 1,18 et 1,19.

2. Erreurs sur la section efficace

Les erreurs sur la section efficace proviennent principalement des valeurs que nous avons eu à déterminer : impulsion du faisceau, nombre de τ et nombre d'événements. Comme nous l'avons vu, l'impulsion est déterminée à 1/2°/o près, le nombre de τ est pratiquement sans erreur, car l'efficacité du dépouillement est environ 98°/o pour de tels événements, d'où une correction très faible; quant à la fluctuation statistique sur les τ, elle est négligeable devant celle sur le nombre d'événements, car ce dernier est environ 30 fois plus petit que le nombre de τ.

L'erreur sera donc principalement dûe à l'erreur sur le nombre N trouvé d'événements d'un type donné, erreur qui obéit à la loi de Poisson $\Delta N = \sqrt{N}$. Du fait du faible nombre d'événements cette erreur est beaucoup plus grande que les pertes possibles dûes au dépouillement (comme pour les τ l'efficacité est encore de l'ordre de 98°/o).

Pour une impulsion donnée de K^+ incident la section efficace est $\sigma = AN$ (ou A est une constante) et l'erreur sur σ a été prise comme $d\sigma = A\sqrt{N}$.

3. Résultats des mesures des sections efficaces

L'ensemble de ces résultats est donné dans le tableau II.

Pour chaque impulsion et chaque catégorie, la section efficace est donnée, ainsi que son erreur en µb. Entre parenthèses nous avons indiqué le nombre total d'événements trouvés dans tout le volume de la chambre. Il est à noter que ces nombres ne sont pas directement comparables aux sections efficaces mesurées dans un volume réduit : en effet la faible quantité d'événements pour chaque type est telle que les fluctuations statistiques sont très importantes.

Les valeurs des sections efficaces données tiennent compte de ce que 2/3 seulement des Λ sont vus (1/3 de la désintégration se faisant suivant le mode neutre) et 1/3 des K^o

pour les hypothèses $K^+K^o\Lambda\pi^+$ (50 °/o des K^o se désintégrent en K_1^o et 2/3 de ces K_1^o se désintégrent suivant le mode chargé). Pour les hypothèses $K^+K^o\Lambda\pi^+$, nous n'avons pas introduit la correction 1/3 relative au K^o, car nous avons inclu dans la statistique les événements à $2B + V^o$ (K^o non vu) et $2B + 2V^o$ (K^o vu).

La variation des sections efficaces en fonction de l'impulsion est donnée dans la figure 14.

II. ETUDE DES REACTIONS A TROIS CORPS

Parmi les réactions pour lesquelles les sections efficaces étaient assez grandes pour fournir un nombre d'événements suffisants, les plus simples sont du type conduisant à trois corps dans l'état final. Ce sont les réactions :

$$K^+ p \longrightarrow K^+ K^+ \Lambda, \qquad \Lambda \longrightarrow p + \pi^-$$

$$K^+ p \longrightarrow K^+ K^+ \Sigma^o, \qquad \Sigma^o \longrightarrow \Lambda + \gamma, \qquad \Lambda \longrightarrow p + \pi^-$$

$$K^+ p \longrightarrow \Sigma^+ K^+ K^o, \qquad \Sigma^+ \longrightarrow p + \pi^o \text{ ou } \pi^+ + n \text{ et } K^o \longrightarrow \pi^+ + \pi^- .$$

Un des buts principaux de l'étude de telles réactions est de voir si les deux K que l'on trouve dans l'état final, ne sont pas les produits de la désintégration d'une résonance dans le système d'étrangeté +2. Afin d'essayer de rendre compte d'une telle possibilité, nous allons étudier les différentes représentations possibles de la combinaison des deux mésons K.

1. Diagramme de Dalitz

Dans cette représentation, nous n'avons utilisé que les événements $K^+K^+\Lambda$ à 3 GeV/c et 3,5 GeV/c, les nombres d'événements correspondant à chacune de ces catégories étant les plus importants, alors que, pour la réaction $K^+K^+\Lambda$ à 5 GeV/c ou les réactions avec Σ^+ ou Σ^o aux différentes impulsions, le nombre d'événements est trop faible par rapport à la surface des diagrammes correspondants.

Dans ce diagramme, nous porterons le carré de la masse KK en fonction du carré de la masse $K\Lambda$. Ceci aura pour intérêt de nous montrer si une accumulation d'événements autour d'une certaine valeur de masse existe dans l'un ou l'autre canal. En effet, en l'absence de résonance, on peut supposer que la production des trois particules se fait suivant un modèle statistique, ce qui dans cette représentation se traduit par une densité constante. Il est à noter que dans notre système il y a deux K^+ identiques, donc à chaque valeur de M^2KK correspondent deux valeurs de $M^2K\Lambda$ et chaque événement est représenté par deux points sur le diagramme.

TABLEAU II

Sections efficaces et nombre d'événements correspondant aux différents états finals en fonction de l'impulsion du K^+ incident.

Section éfficace (μb) et nombre d'évènements	$K^+K^+\Lambda$	$K^+K^+\Sigma^\circ$	$K^+K^\circ\Sigma^+$	$K^+K^+\Lambda\pi^\circ$	$K^+K^\circ\Lambda\pi^+$
3 GeV/c	23 ± 4.5 44	7.5 ± 2.5 13	15 ± 5 11	7.5 ± 2.5 11	12.5 ± 3.5 23 (16 / 7)
3.5 GeV/c	22 ± 4.5 47	7 ± 2.5 9	8 ± 4 12	9.5 ± 3 20	24 ± 4.5 41 (28 / 13)
5 GeV/c	18 ± 6 14	6 ± 3 4	23 ± 9 7	30 ± 8 26	36 ± 9 36 (30 / 6)

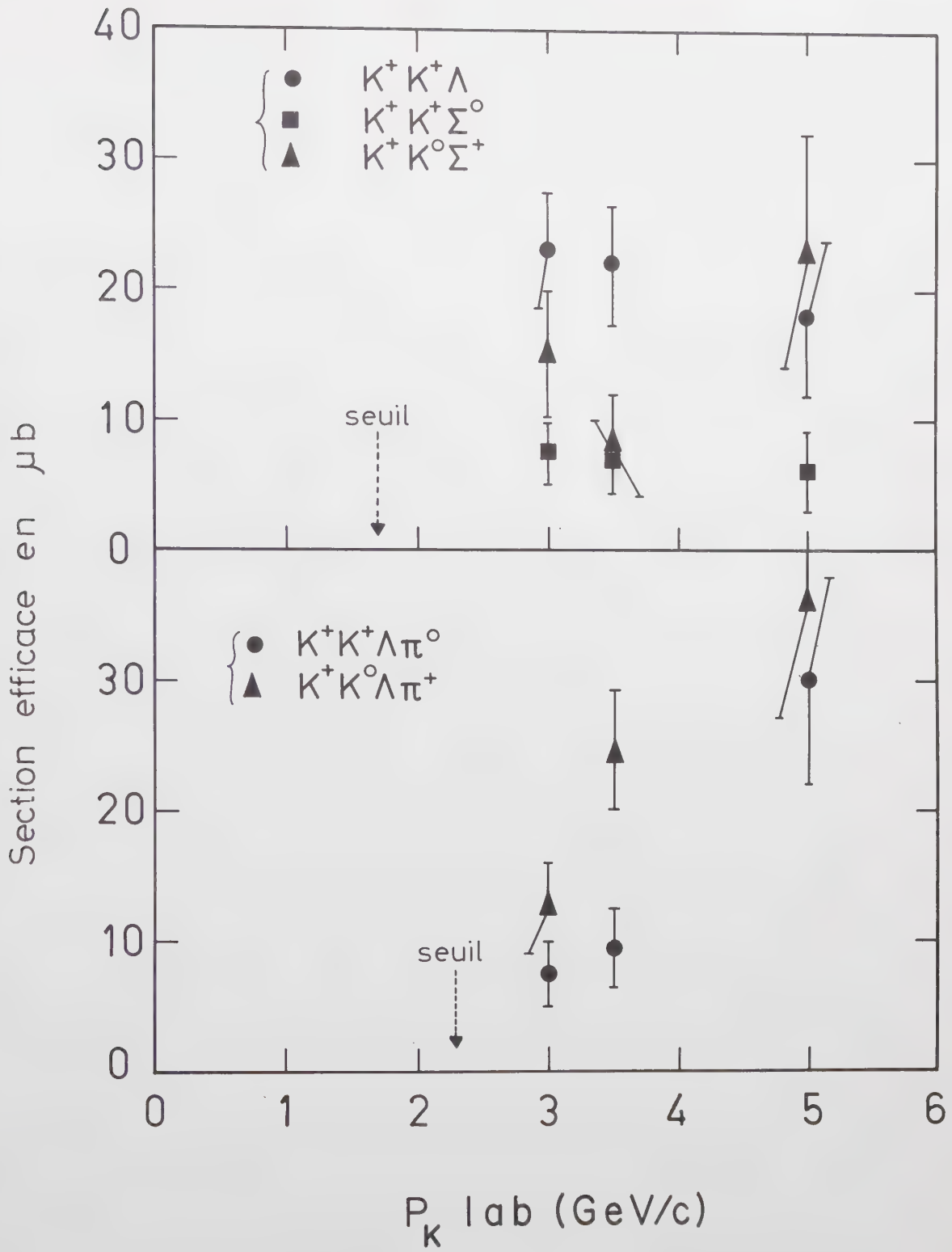


FIG. 14 - Sections efficaces pour les événements $KK\Lambda(\pi)$ en fonction de l'impulsion du K^+ incident.

La figure 15 donne la répartition des événements, ainsi que les projections sur les axes $M^2K^+\Lambda$ et $M^2K^+K^+$. Les courbes représentent les limites cinématiques correspondant aux deux impulsions données. Sur les histogrammes sont tracés les espaces de phase normalisés au nombre total d'événements, pour les distributions en $M^2K^+\Lambda$ et $M^2K^+K^+$.

Dans le diagramme de Dalitz on peut voir une certaine accumulation d'événements, dans une bande centrée autour de $M^2KK = 1,6\ (GeV/c^2)^2$. Cette accumulation se traduit sur l'histogramme par un pic assez large pour les valeurs de $M^2K^+K^+$ comprises entre 1,4 et $1,8\ (GeV/c^2)^2$, la déviation de ce pic par rapport à l'espace de phase étant de 3 écarts standards. Pour ce qui est de la distribution en $M^2K\Lambda$ la seule déviation de quelqu'importance par rapport à l'espace de phase est située entre 3,2 et 3,4 $(GeV/c^2)^2$ (correspondant à un intervalle de masse 1,79 - 1,84 GeV/c^2). Cette déviation est de l'ordre de 2,3 écarts standards, pour un intervalle représentant environ $10^o/o$ des événements, ce qui correspond à une probabilité de $10^o/o$ pour que cela soit dû à une fluctuation statistique. De plus le système $K^+\Lambda$ conduirait à une résonance N^* de spin isotopique 1/2 à la masse $\sim 1,82\ GeV/c^2$ et aucune résonance de ce type n'a été mise en évidence. Nous admettrons donc que cette déviation n'est pas dûe à un phénomène physique. Il est à remarquer que le seul N^* possible dans notre système est N^* 1688 et que le seul pic visible dans cette région se compose seulement de quatre événements et est déplacé vers la masse 1720 MeV/c^2.

Ce premier examen nous conduit donc à penser que l'accumulation d'événements pour $M^2K^+K^+$ entre 1,4 et 1,8 $(GeV/c^2)^2$, peut être l'indication d'une résonance dans ce système.

2. Histogrammes des masses KK pour les réactions à trois corps

Pour vérifier si une résonance existe réellement dans le système KK, nous avons utilisé l'ensemble des événements issus des réactions à trois corps, c'est à dire les combinaisons K^+K^+ provenant de $K^+K^+\Lambda$ et $K^+K^+\Sigma^o$ et les combinaisons K^+K^o provenant de $K^+K^o\Sigma^+$, et ceci aux trois énergies. Nous pouvons mélanger les événements K^+K^+ et K^+K^o car ils correspondent à deux états de charge d'une éventuelle résonance de spin isotopique 1. Nous ne pouvons étudier séparément la possibilité d'une résonance de spin isotopique 0, le nombre d'événements K^+K^o étant trop faible.

La figure 16 représente l'ensemble des histogrammes relatifs à chacun de ces trois canaux et ceci pour chaque énergie. La statistique étant limitée, ces graphiques ne tendent pas à mettre séparément en évidence l'existence d'une résonance, mais à montrer que chaque distribution est compatible avec la distribution incluant la totalité des événements. Sur l'histogramme incluant la totalité des événements, nous voyons que l'accumulation visible sur le diagramme de Dalitz pour les réactions $K^+p \rightarrow K^+K^+\Lambda$ à 3 et 3,5 GeV/c, se traduit ici par un pic très net situé entre 1,2 et 1,35 GeV/c^2, la présence d'un deuxième pic entre 1,0 et 1,1 GeV/c^2 étant aussi possible.

Les sommes partielles effectuées pour chaque impulsion, ou pour chaque état final donné, indiquent aussi une accumulation systématique entre 1,2 et 1,35 GeV/c^2 et à un degré moindre entre 1,0 et 1,1 GeV/c^2. Nous avons pour chacune de ces sommes partielles tracé l'espace de phase correspondant afin de pouvoir faire la comparaison.

La résolution en masse correspondant à ces distributions est inférieure à 10 MeV/c^2.

3. Signification statistique

Le nombre d'événements (161) étant limité, le seul calcul statistique correct est l'application de la loi binomiale. A cet effet, nous avons divisé l'espace de phase en 10 parties d'égale surface, ce qui permet de comparer la distribution en masse KK à un espace de phase plat. Sur la figure 17 est représenté le nouvel histogramme ainsi obtenu et en pointillé l'espace de phase correspondant. Le pic qui nous intéresse se trouve ici situé dans les intervalles 4, 5 et 6. Dans ces trois intervalles il y a 67 événements alors que l'on en attend 48,3, soit une différence de 18,7 événements. Le calcul de l'écart type par la loi binomiale donne $\sigma = \sqrt{161 \frac{3}{10} \times \frac{7}{10}} = 5{,}8$; donc le pic présente une déviation de 3,2 écarts, ce qui correspond à une probabilité $P = 7\ 10^{-4}$ pour que ce pic soit dû à une fluctuation de l'espace de phase. Cependant, dans ce calcul nous n'avons pas tenu compte du fait que les trois intervalles accolés 4, 5 et 6 auraient pu occuper 8 positions différentes. Ceci conduit donc en définitive à une probabilité :

$$P = 8 \times 7\ 10^{-4} \sim 0{,}6\ \%\ .$$

Un calcul plus précis consiste à sommer les différents termes du binome $(\frac{3}{10} + \frac{7}{10})^{161}$, pour les ordres supérieurs à 67, soit une probabilité :

$$P = \sum_{m \geq 67} C^m_{161} \left(\frac{3}{10}\right)^m \left(\frac{7}{10}\right)^{161-m} .$$

Ce calcul donne un résultat équivalent au précédent.

La probabilité que la distribution représente l'espace de phase est donc suffisamment faible pour que l'hypothèse d'une résonance soit retenue.

Ceci étant nous pouvons maintenant considérer le second pic présent dans la distribution et qui est représenté ici par une accumulation dans le premier dixième de l'espace de phase. Si nous appliquons le même calcul que précédemment, nous trouvons que ce pic est à 2,75 écarts standards, ce qui correspond à une probabilité de 0,3 % pour que ce second pic soit dû à une fluctuation statistique de l'espace de phase. Compte tenu de ce qu'un tel pic pourrait occuper 7 positions différentes, la probabilité devient 2 %.

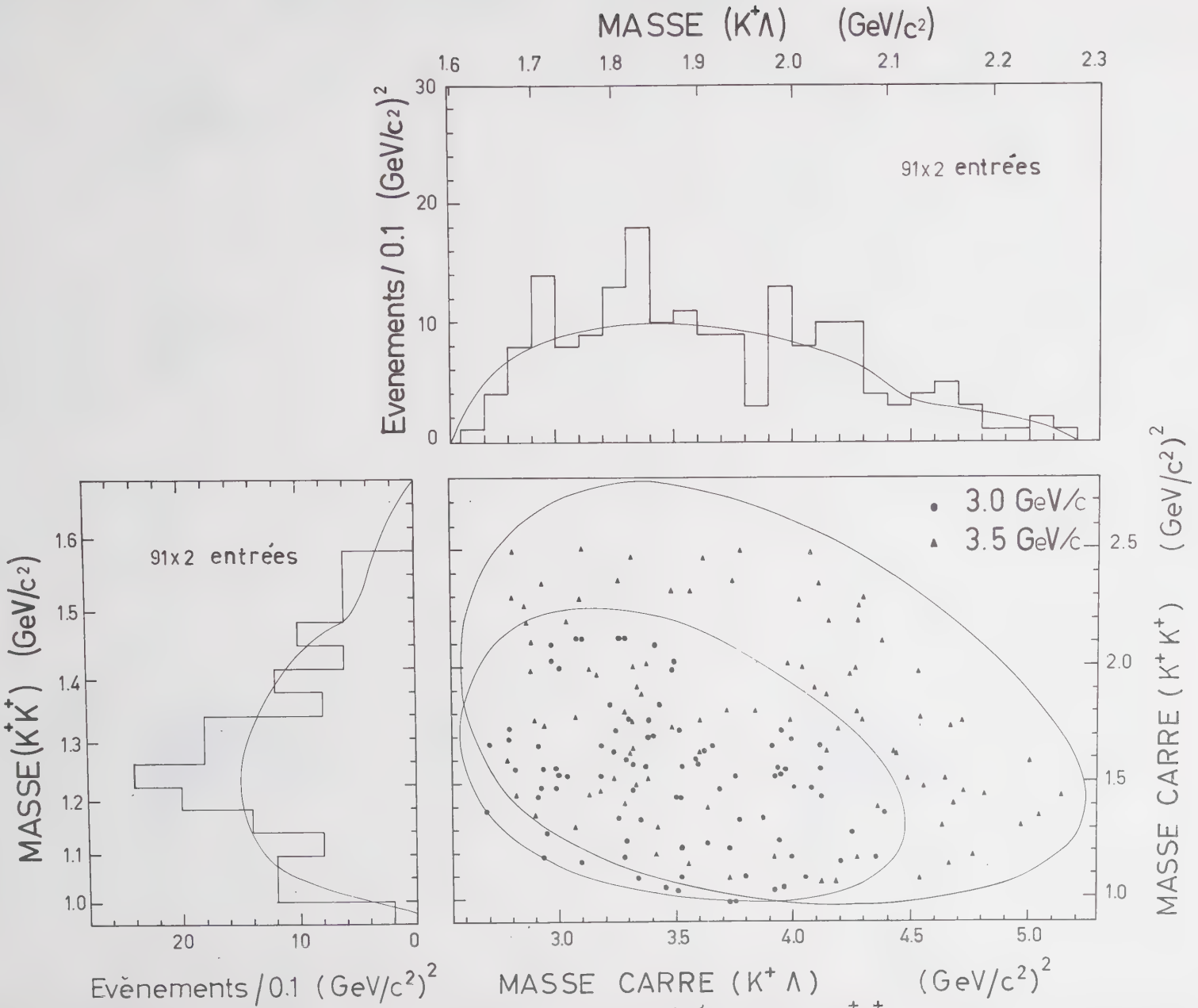


FIG.15- Diagramme de Dalitz avec ses projections pour 99 événements $K^+K^+\Lambda$ a 3 et 3,5 Ge V/c.

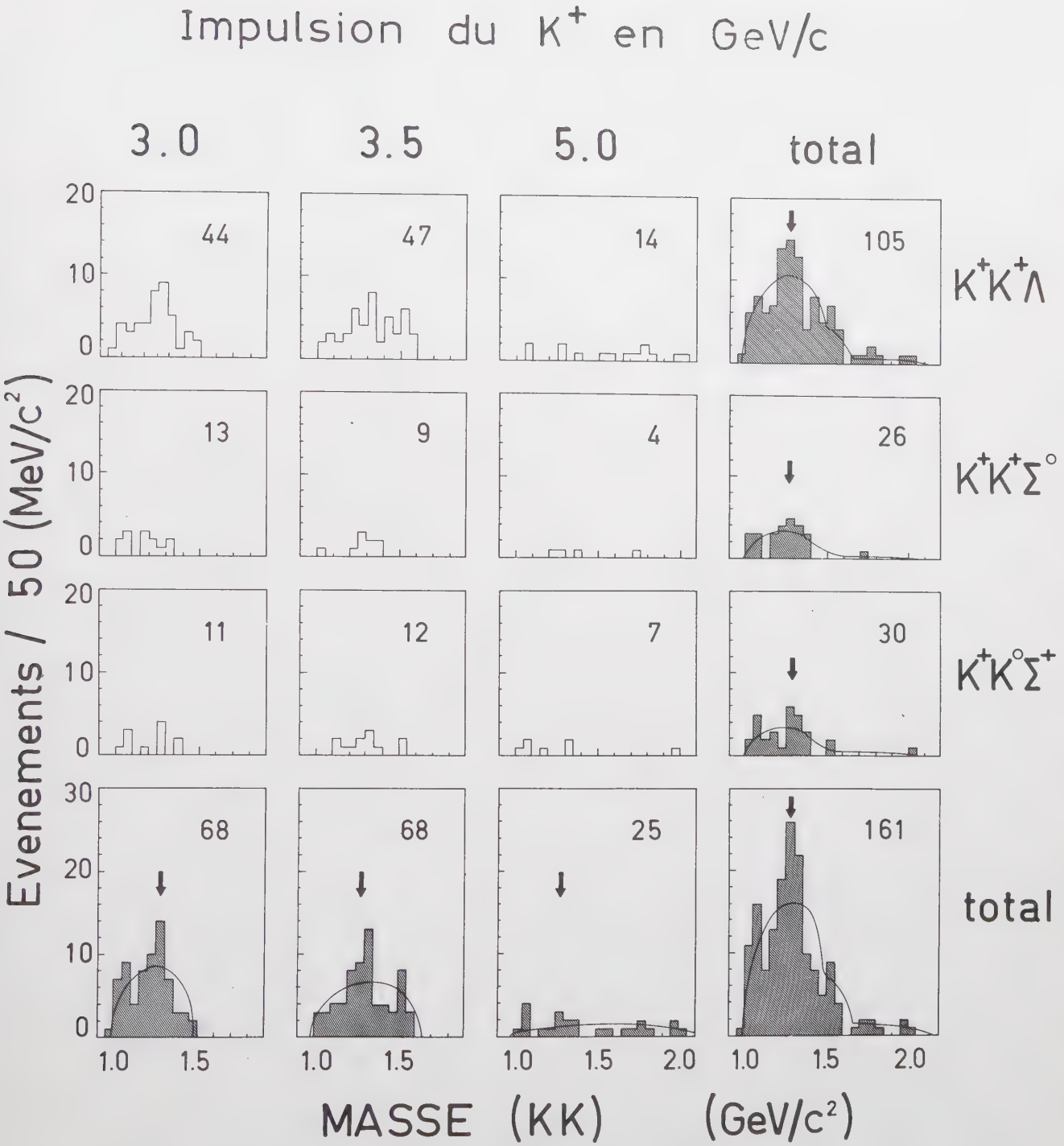


FIG.16- Spectres de masse du système KK pour les réactions à 3 corps aux différentes énergies.

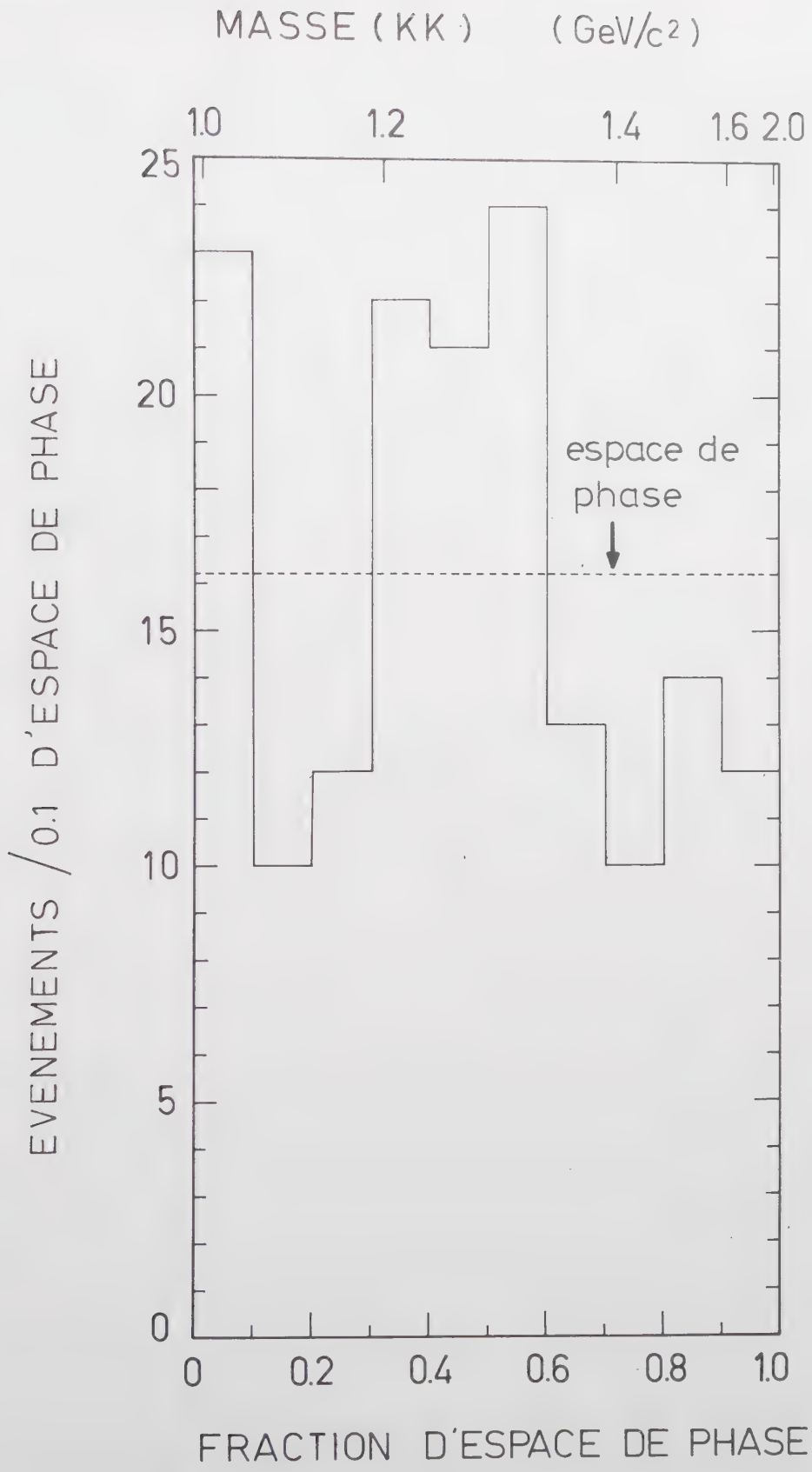


FIG.17- Spectre de masse du système KK rapporté à des intervalles égaux d'espace de phase.

En conclusion nous pouvons dire que l'histogramme des masses KK présente un pic centré à 1280 MeV/c^2 avec une bonne probabilité que ce pic soit dû à une résonance. Un deuxième pic centré à 1050 MeV/c^2 est suffisamment significatif pour être pris en considération.

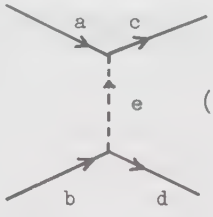
4. Etude des moments de transfert

(a) Modèle périphérique

Afin d'expliquer certains types de réactions, Chew et Low[16] ont proposé l'application d'un modèle dit périphérique. Ce terme est employé lorsque le paramètre d'impact de la collision entre deux particules a et b est grand.

En général, ce processus peut s'appliquer à des réactions correspondant à des impulsions incidentes de l'ordre de quelques GeV/c. Le domaine d'impulsion (3 à 5 GeV/c) dans lequel se situe notre étude, nous incite à utiliser un tel procédé.

En fait, dans de tels types de réactions, on considère que l'interaction se fait par échange d'une particule virtuelle. Si la réaction est $a + b \longrightarrow c + d$, le processus sera représenté par le diagramme suivant :



(particule virtuelle échangée)

On peut aussi définir le carré d'un "moment de transfert" comme étant :

$$\Delta^2 = (E_b - E_d)^2 - (\bar{p}_b - \bar{p}_d)^2 = (E_a - E_c)^2 - (p_a - p_c)^2 \quad .$$

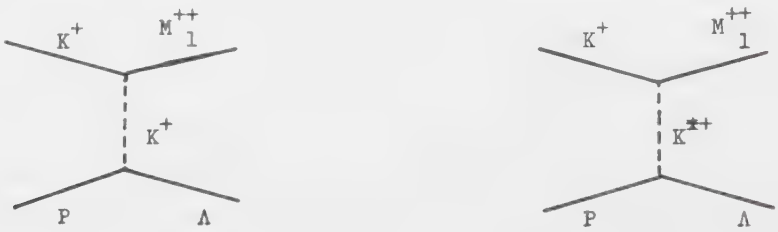
D'après cette formule, il est clair que Δ^2 est équivalent au carré d'une masse et est toujours négatif (c'est pourquoi la particule échangée ne peut être que virtuelle). On peut donc considérer qu'il doit y avoir une corrélation entre la masse m de la particule virtuelle échangée et le carré du moment de transfert. En pratique, on dira donc qu'une réaction est périphérique si $|\Delta^2|$ est de l'ordre de grandeur de quelques m^2 - c'est à dire quand $|\Delta^2|$ se rapproche de la valeur m^2 du carré de la masse de la particule échangée.

Les premiers calculs de Chew et Low[16] ont été faits en supposant que la particule échangée était un pion, ce qui revient à dire que m^2 est faible et que les valeurs de Δ^2 doivent aussi être petites. Cependant, cette idée a été étendue par la suite à diverses autres possibilités, en particulier dans les cas où l'échange d'un pion devient impossible, car l'interaction ainsi arbitrairement constituée à chaque vertex (par exemple a, e, c dans le diagramme ci-dessus) doit satisfaire aux lois habituelles de conservation

(charge, spin isotopique, parité, spin, étrangeté).

Nous pouvons illustrer ceci au moyen de la réaction : $K^+p \longrightarrow M_1^{++}\Lambda$ où nous considérons a et c comme les mésons K^+ et M_1 et b et d comme les baryons p et Λ, la particule échangée e étant à déterminer.

Si nous considérons le vertex K^+, M_1^{++}, e où $K^+ + e \longrightarrow M_1^{++}$, nous voyons que pour conserver la charge, e doit être une particule de charge +1, de plus l'étrangeté de K^+ est +1 et celle de M_1^{++} est +2, donc l'étrangeté de e doit être +1. Le nombre baryonique de M_1 et K étant 0, les seules particules possibles pour e sont donc K^+ ou K^{*++}, ce qui correspond aux diagrammes suivants :



(b) Distributions des moments de transfert

Dans le but de voir si M_1 (et M_2) sont formés périphériquement nous avons calculé les moments de transfert tels qu'ils ont été définis précédemment, et nous avons tracé les distributions pour chaque région de masse.

i) $M_{KK} < 1{,}1$ GeV/c^2

ii) $1{,}1 \leq M_{KK} < 1{,}2$ GeV/c^2

iii) $1{,}2 \leq M_{KK} < 1{,}35$ GeV/c^2

iv) $1{,}35$ GeV/$c^2 \leq M_{KK}$

Ces distributions sont représentées sur la figure 18. Nous voyons que l'histogramme c) correspondant à la résonance M_1, se caractérise par une très nette accumulation vers les faibles quantités. En fait, pour cette région la majorité des événements correspond à $\Delta^2 < 1$ (GeV/c)^2, alors que pour les autres régions la distribution est beaucoup plus étalée vers les grandes valeurs de Δ^2. La valeur $\Delta^2 = 1$ (GeV/c)^2 correspondant à environ 4 m_K^2 ou 1,5 $m_{K^*}^2$, nous pouvons donc considérer que M_1 est produit périphériquement. Ce phénomène, indicatif d'une réaction en deux corps, fournit un argument supplémentaire en faveur de la présence d'une résonance dans cette région.

Nous pouvons mettre ce fait en évidence d'une autre manière : la figure 19 montre la distribution des combinaisons en masse KK pour tous les événements avec $\Delta^2 < 1$. Sur cet histogramme, nous avons tracé le nouvel espace de phase calculé en tenant compte de

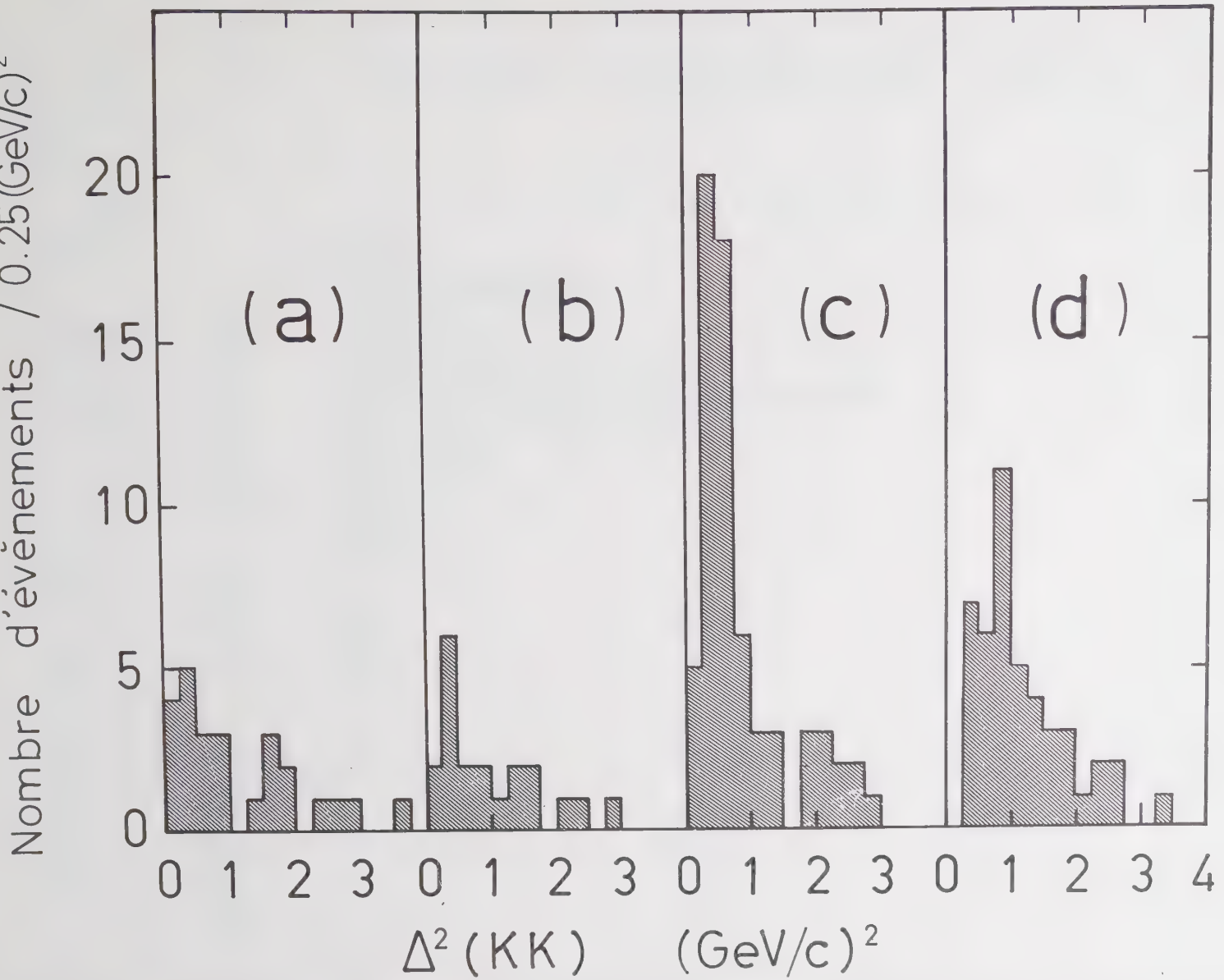


FIG.18 - Distribution des moments de transfert du système KK dans les réactions à 3 corps pour les intervalles de masse: (a) $m_{KK} < 1,1$ GeV/c²; (b) $1,1 \leq m_{KK} < 1,2$ GeV/c², (c) $1,25 m_{KK} < 1,35$ GeV/c², (d) $m_{KK} \geq 1,35$ GeV/c²

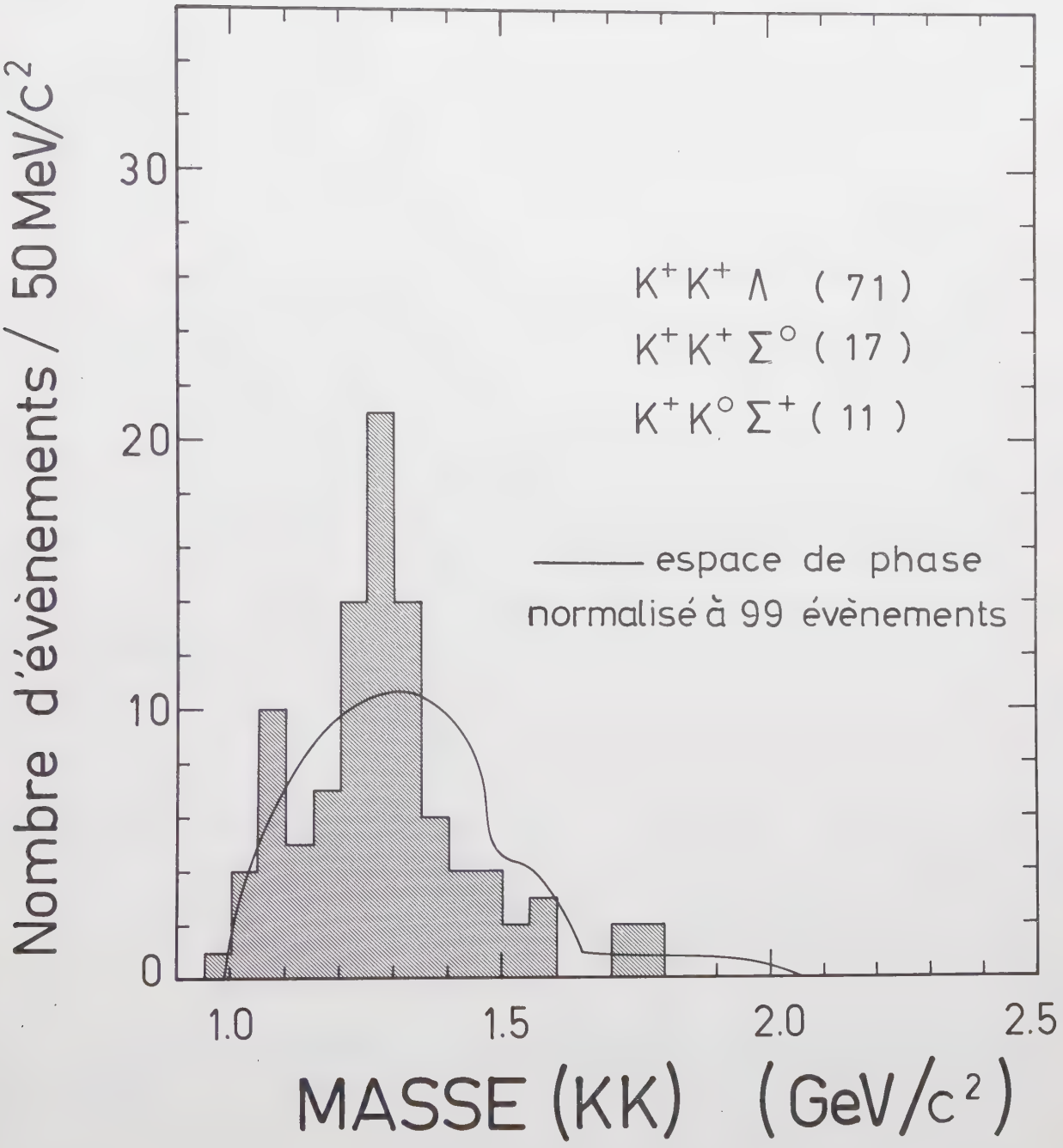


FIG. 19 – Spectre de masse KK pour les événements KKY avec un moment de transfert du système KK $\Delta^2 < 1\ GeV/c^2$.

la coupure en Δ^2. Dans cette représentation M_1 apparait encore plus nettement que précédemment alors que M_2 a été atténué.

De la même manière qu'au moyen de l'histogramme complet, nous avons appliqué la loi de distribution binomiale après avoir divisé l'espace de phase, corrigé pour tenir compte de la coupure en Δ^2, en 10 parties égales. Nous obtenons ainsi comme probabilité, pour que la distribution représente l'espace de phase, $P = 0{,}03^{o}/o$.

Tous ces arguments nous donnent la conviction de la présence d'une résonance M_1 à 1280 MeV/c^2.

Quant au pic M_2, bien que sa production ne soit pas périphérique, il peut tout de même représenter une résonance. Cependant, la proximité de ce pic avec le seuil correspondant à l'association de deux mésons K ($2m_K$ = 990 MeV/c^2) peut aussi être l'indication d'une forte diffusion dans l'état S entre les deux K.

5. Interprétation des systèmes à trois corps

Nous avons essayé d'adapter une courbe de meilleure approximation à l'ensemble de la distribution de masse KK en tenant compte des résultats obtenus précédemment, c'est à dire :

(a) Dans la région $1{,}2 < M_{KK} < 1{,}35$ GeV/c^2 il y a une résonance. Nous traduirons ce fait en introduisant dans le calcul une formule de Breit-Wigner de la forme :

$$BW_1 = \frac{a(m)}{(m - m_1)^2 + \frac{\Gamma_1^{\,2}}{4}}$$

où m représente la masse variable du système KK

m_1 est la masse centrale de la résonance

Γ_1 est la largeur de cette résonance

et a(m) est une fonction de la masse m représentant l'espace de phase en l'absence de résonance.

(b) Le pic dans la région $M_{KK} < 1{,}1$ GeV/c^2 peut être interprété de deux façons. Ou il représente une résonance M_2, dans ce cas on peut introduire dans le calcul une deuxième formule :

$$BW_2 = \frac{a(m)}{(m - m_2)^2 + \frac{\Gamma_2^{\,2}}{4}}$$

m_2 et Γ_2 étant la masse centrale et la largeur de la résonance M_2. Ou il s'agit d'une forte diffusion dans l'état S entre les deux K, et dans ce cas il peut être représenté par

une formule du type :

$$F(m^2) = \frac{a(m^2)}{k^2 + (-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2)^2}$$

où k représente l'impulsion de l'un des deux K dans le centre de masse du système KK

a la longueur de diffusion

r_o le parcours effectif

(le calcul de $F(m^2)$, ainsi que l'application de cette formule au pic M_2, est donné dans l'annexe II). La forme de la distribution de m^2KK est pratiquement la même dans les deux hypothèses et nous ne pouvons donc pas distinguer entre elles.

Pour rendre compte de la distribution expérimentale de la masse KK, nous allons donc essayer de l'interpréter par deux formules de Breit-Wigner plus un espace de phase. A cet effet nous avons utilisé un programme écrit spécialement par B. Jongejans, afin de trouver par une méthode de meilleure approximation les pourcentages d'espace de phase, de M_1 et de M_2, ainsi que les masses m_1, m_2 et les largeurs Γ_1 et Γ_2 de M_1 et M_2. La meilleure série de valeurs obtenues est donnée dans le tableau III.

TABLEAU III

POURCENTAGES, MASSES ET LARGEURS OBTENUES PAR LA METHODE DE MEILLEURE APPROXIMATION

	Pourcentages	Masse $(MeV/c)^2$	Largeur (MeV/c^2)
Espace de Phase	65 ± 10		
M_1	25 ± 7	1280 ± 20	110 ± 40
M_2	10 ± 4	1055 ± 20	60 ± 25

La figure 20 montre la courbe correspondante tracée sur l'histogramme.

III. ETUDE DES REACTIONS A QUATRE CORPS

Ce sont les réactions K^+p conduisant à quatre particules dans l'état final, dont un hypéron. Parmi toutes les réactions possibles, deux seulement ont une section efficace de production suffisante pour fournir un échantillon susceptible d'être étudié. Ce sont : $K^+p \longrightarrow K^+K^+\Lambda\pi^o$ provenant des $2B + V^o$, le π^o additionnel ayant été introduit lors du calcul

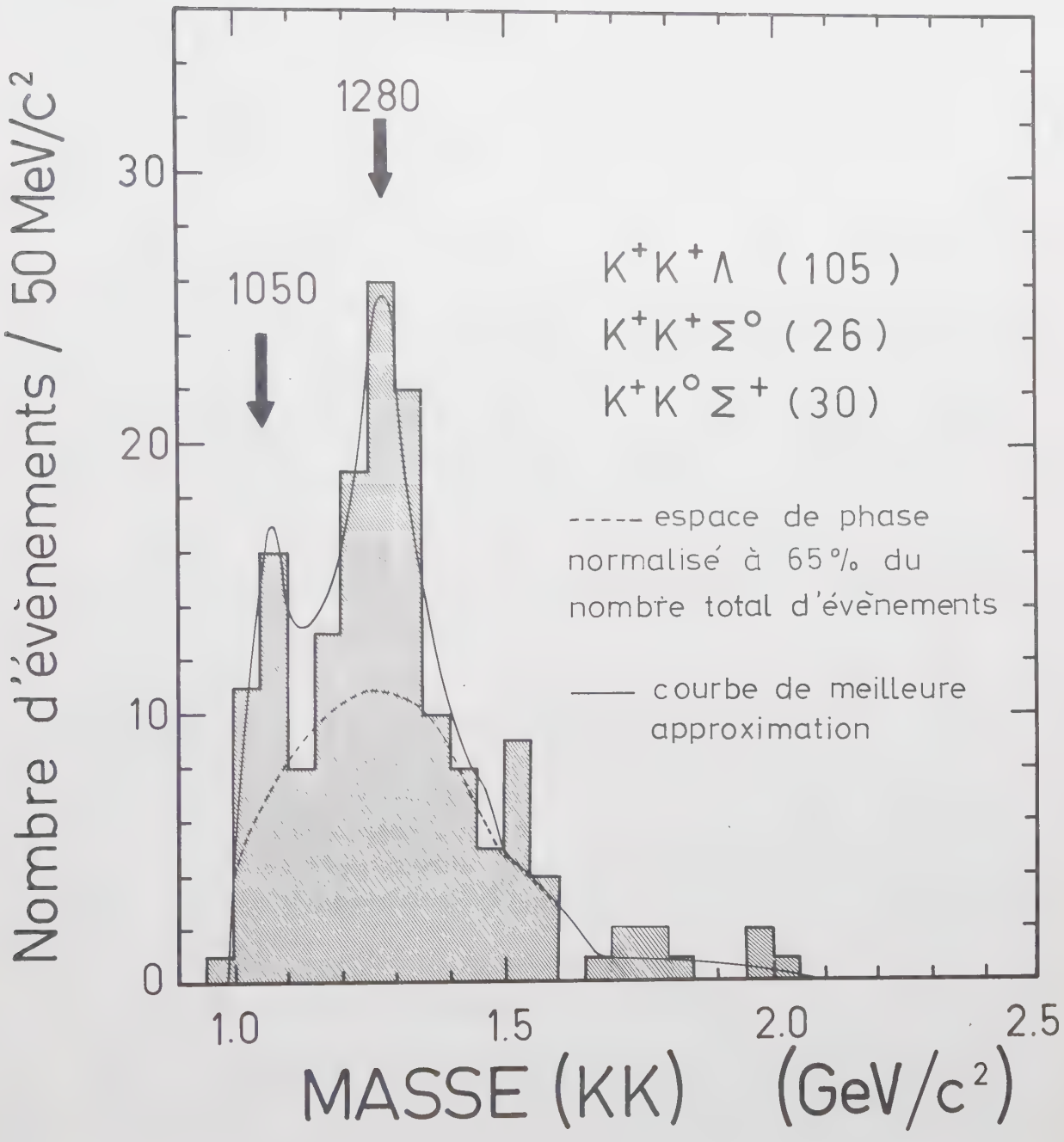


FIG. 20- Spectre de masse KK de 161 événements à 3 corps avec la courbe de meilleure approximation et l'espace de phase correspondant.

cinématique pour vérifier les équations de conservation, et $K^+p \longrightarrow K^+\pi^+\Lambda K^o$ provenant des $2B + V^o$ (K^o non visible) ou $2B + 2V^o$ (K^o visible).

Nous retrouvons ici la possibilité de former M_1 ou M_2. Cependant d'autres résonances déjà connues peuvent être formées, et nous devrons donc nous assurer que leur présence n'influe pas sur la distribution en masse K^+K^+ ou K^+K^o, simulant ainsi des résonances dans ce système.

1. Distribution en masse KK

Tout comme pour les systèmes à trois corps, nous pouvons étudier les distributions en masse pour les différentes quantités de mouvement de K^+ incidents et pour chacun des systèmes finals. Cependant, comme le nombre d'événements pris séparément à 3 et 3,5 GeV/c est assez limité et les impulsions suffisamment proches pour conduire à des espaces de phase comparables, nous avons groupé les résultats relatifs à ces deux impulsions (Figure 21). De même que pour les systèmes à 3 corps nous voyons une accumulation systématique d'événements dans la région de M_1 d'une part et dans la région de M_2 d'autre part. Il est cependant à remarquer que M_1 est assez peu abondant à 3 et 3,5 GeV/c. Ceci s'explique par le fait que, pour ces impulsions, les énergies disponibles dans le centre de masse de la réaction (2,6 et 2,73 GeV) sont peu au-dessus du seuil de production de $M_1 + \Lambda\pi$ qui correspond à $\sim 2,53$ GeV.

De même que pour les trois corps, nous étudierons la distribution expérimentale de la masse effective du système KK, en combinant les résultats à 3, 3,5 et 5 GeV/c; toutefois cette étude ne peut se faire indépendamment de l'interprétation des autres histogrammes relatifs aux distributions de masse $K\pi$, $K\Lambda$ et $\Lambda\pi$. Il nous faudra donc trouver un ensemble de paramètres - pourcentages de chaque état final possible - qui rende compte simultanément de ces quatre distributions. C'est pourquoi nous ne pouvons donner, sur la simple vue de l'histogramme KK (Figure 22), comme nous l'avions fait pour les trois corps, la signification statistique des pics M_1 et M_2.

2. Distribution des masses relatives aux canaux : $\Lambda\pi$, $K\pi$, $K\Lambda$

Pour ces trois états nous nous intéressons aux histogrammes relatifs à l'ensemble des résultats. Les résonances dans ces différents canaux ont en effet été étudiées dans d'autres réactions et nous ne voulons que vérifier leur présence dans les réactions étudiées.

(a) Système $\Lambda\pi$

Parmi les résonances dont la désintégration se fait en $\Lambda\pi$, la première en date est le Y^*_{1385} trouvé dans une expérience K^-p [17]. Le seuil de production de cette résonance plus deux mésons K étant 2,37 GeV, nous pouvons donc attendre sa présence dans nos réactions, l'énergie disponible dans le centre de masse étant déjà 2,6 GeV pour une impulsion

de K^+ incident égale à 3 GeV/c. Si nous considérons des masses effectives $\Lambda\pi$ plus élevées, la deuxième résonance que nous pouvons trouver est le Y^*_{1660}, bien que le mode de désintégration en $\Lambda\pi$ de cette réaction soit 6°/o seulement de l'ensemble (les canaux principaux étant $\Sigma\pi$, $\Lambda\pi\pi$, $\Sigma\pi\pi$ et à un degré moindre $\bar{K}$ N)[18]. Le seuil de production de $Y^*_{1660}KK$ étant 2,65 GeV, la formation de Y^*_{1660} ne peut avoir lieu que dans les événements issus des réactions avec une impulsion de K^+ incident de 5 GeV/c, et nous en attendons un nombre relativement faible, tout au moins en comparaison avec Y^*_{1385}. La figure 23 montre bien une forte accumulation d'événements dans la région correspondant à Y^*_{1385}. Par ailleurs un second pic est visible autour de la masse 1700 MeV/c^2. Nous pouvons penser qu'il s'agit d'une évidence pour la présence de Y^*_{1660}; cependant la largeur de ce pic semble grande par rapport à la largeur connue du Y^*_{1660}, Γ = 44 MeV/c^2. Ce fait pourrait peut-être indiquer que le pic ne correspond pas uniquement à Y^*_{1660} mais à un mélange Y^*_{1660} - Y^*_{1765}, cette dernière résonance trouvée primitivement dans le système K^-p [19], ayant été par la suite mise en évidence dans le système $\Lambda\pi$. Notre statistique n'étant pas suffisante pour vérifier cette hypothèse, nous considérerons que le pic représente uniquement Y^*_{1660}.

(b) Système $K\pi$

Dans ce système une résonance est bien connue, il s'agit du K^*_{890} existant uniquement dans le système de spin isotopique 1/2. Les autres résonances dans ce système sont le κ_{730} et le K^{**}_{1400} récemment mis en évidence[20]. Cette dernière résonance est telle que son seuil de production avec $K\Lambda$ est de 3 GeV environ, donc même à 5 GeV/c (énergie dans le centre de masse 3,24 GeV) nous serons trop près de ce seuil pour espérer la voir, compte tenu de la faible statistique. Pour ce qui est du κ, bien que nous ayons pu mettre cette résonance en évidence dans d'autres types de réaction à 3 GeV/c[3], le fait qu'elle ne se rencontre que dans certaines réactions et avec un rendement assez faible laisse à penser que nous avons peu de chance de la trouver ici, la statistique étant faible. La figure 24 montre la distribution en masse $K\pi$ uniquement pour les états de spin isotopique 1/2, c'est à dire $K^0\pi^+$ (réactions $K^+K^0\Lambda\pi^+$) et $K^+\pi^0$ (réactions $K^+K^+\Lambda\pi^0$). Nous voyons en effet la présence de K^*_{890} dans cette distribution. Quant au κ_{730}, comme nous l'avons prévu, il est difficile d'être certain ici de sa présence, d'autant plus que sa position correspond au maximum de l'espace de phase. Nous considérons donc que seule la résonance K^*_{890} est présente dans le système $K\pi$.

(c) Système $K\Lambda$

Ce système, formé de deux particules étranges se combinant pour donner une étrangeté 0 et un nombre baryonique +1 (celui du Λ), a les nombres quantiques d'un état excité du nucléon, c'est à dire un N^*. Le spin isotopique 1/2 exclut le N^*_{1238} et le N^*_{1920}; par contre nous pouvons envisager aux trois énergies la formation de N^*_{1688} et à 5 GeV/c la présence de N^*_{2190}, dont le seuil de production avec un système $K\pi$ est de 2,8 GeV, à comparer avec 2,32 GeV pour N^*_{1688}. Sur la figure 25 nous avons représenté les distributions $K^+\Lambda$ et

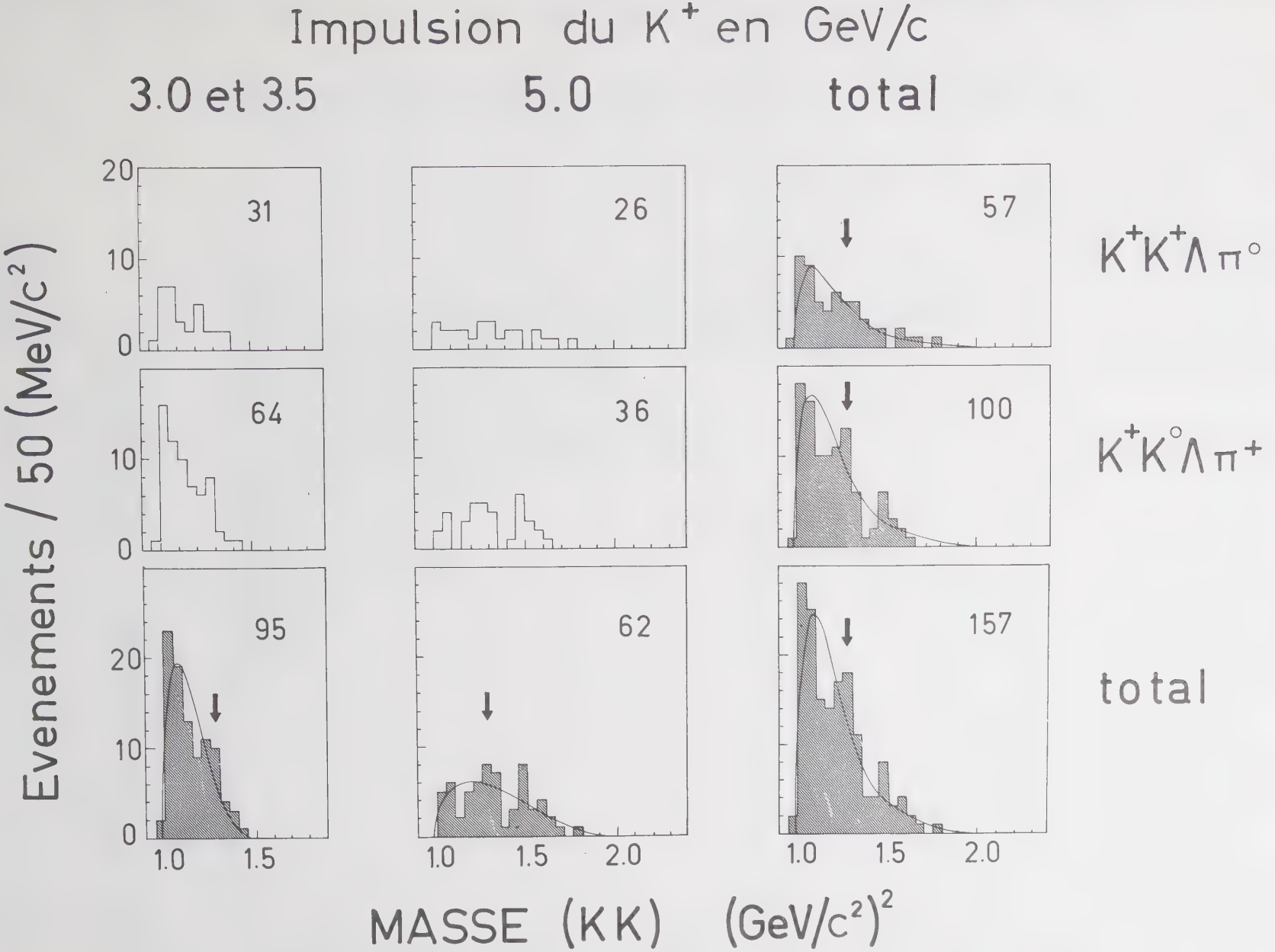


FIG. 21- Spectres de masse KK pour les réactions à 4 corps aux différentes énergies

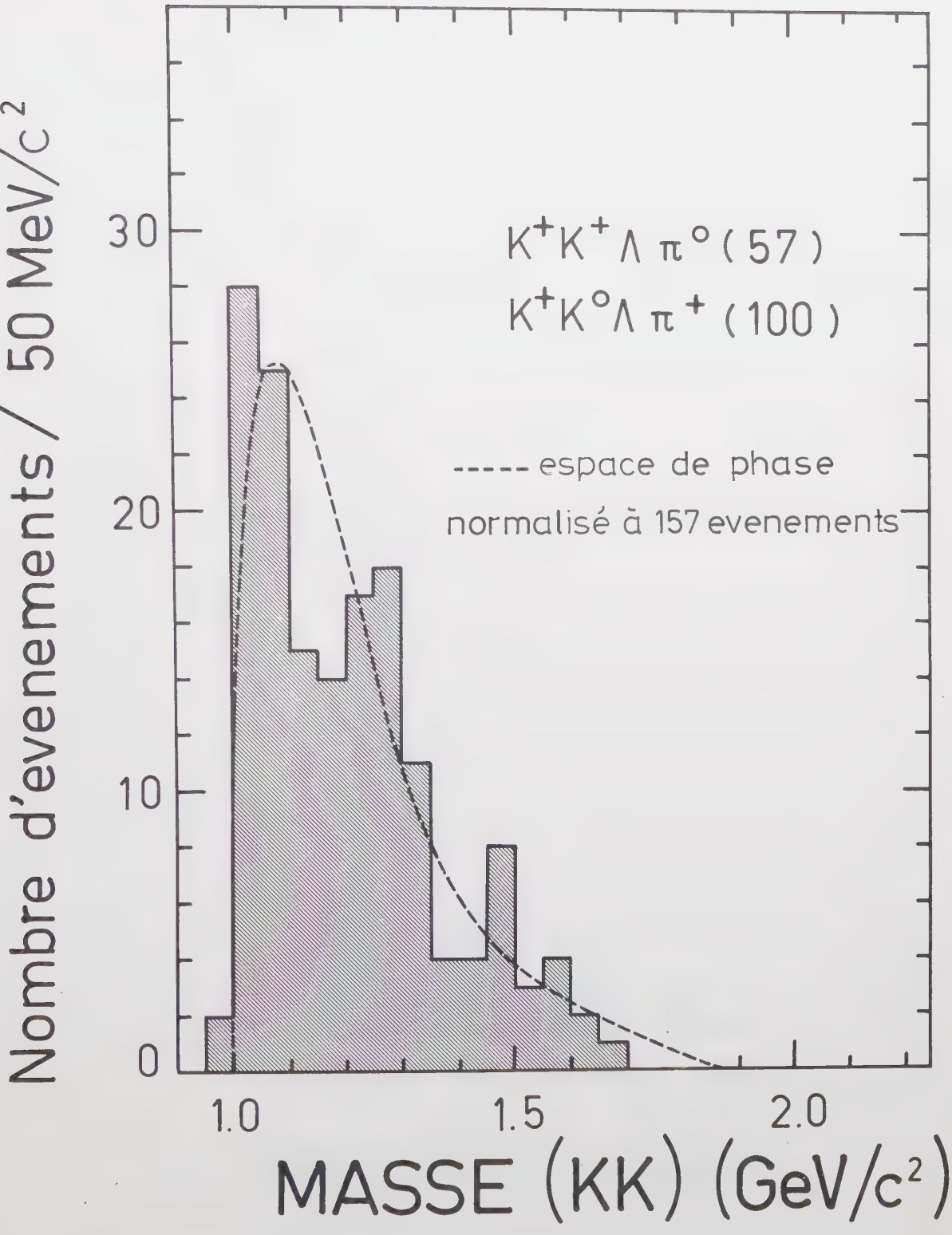


FIG. 22- Spectre de masse KK pour 157 événements $KK\Lambda\pi$

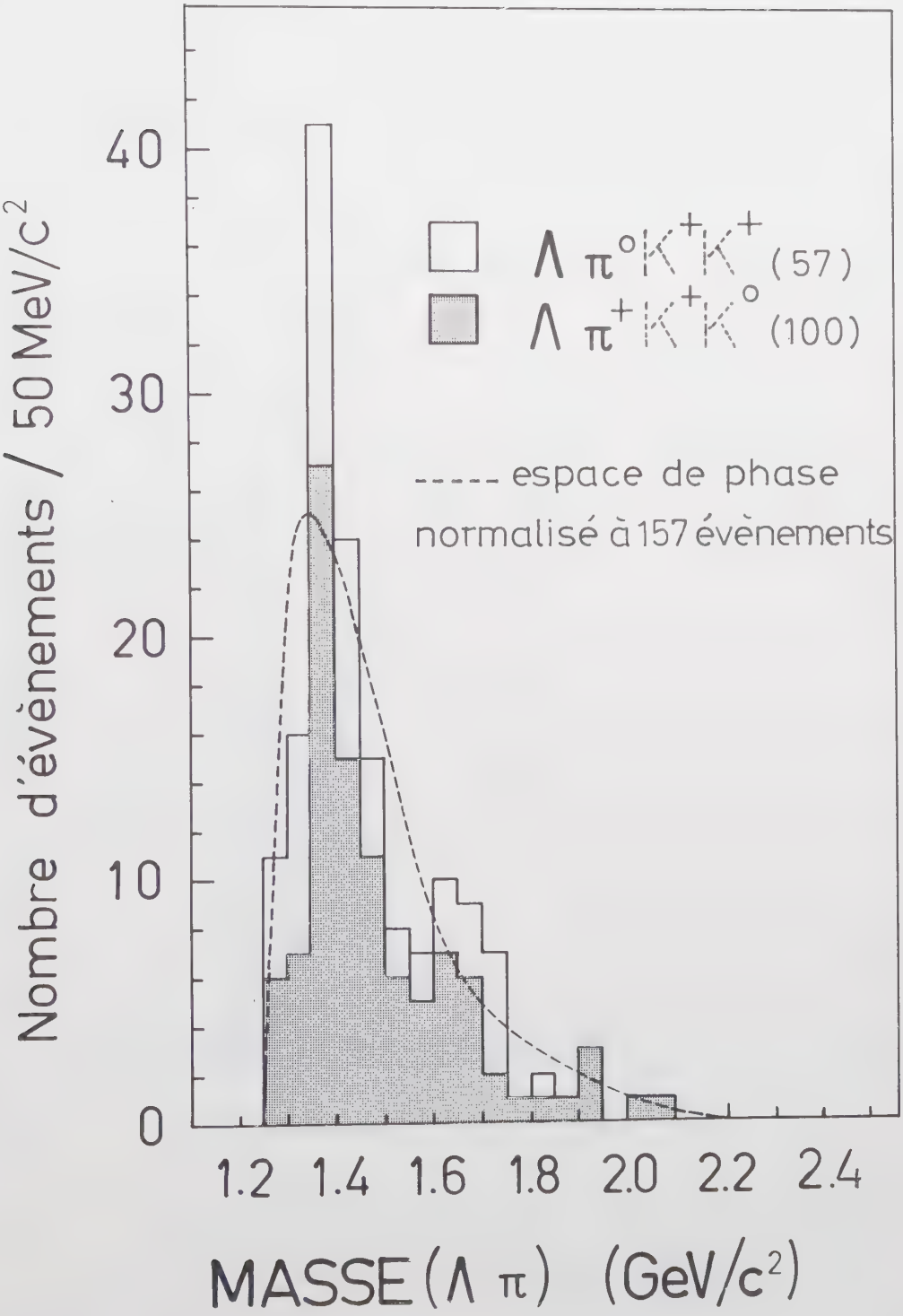


FIG. 23- Spectre de masse $\Lambda\pi$ pour 157 événements $KK\Lambda\pi$.

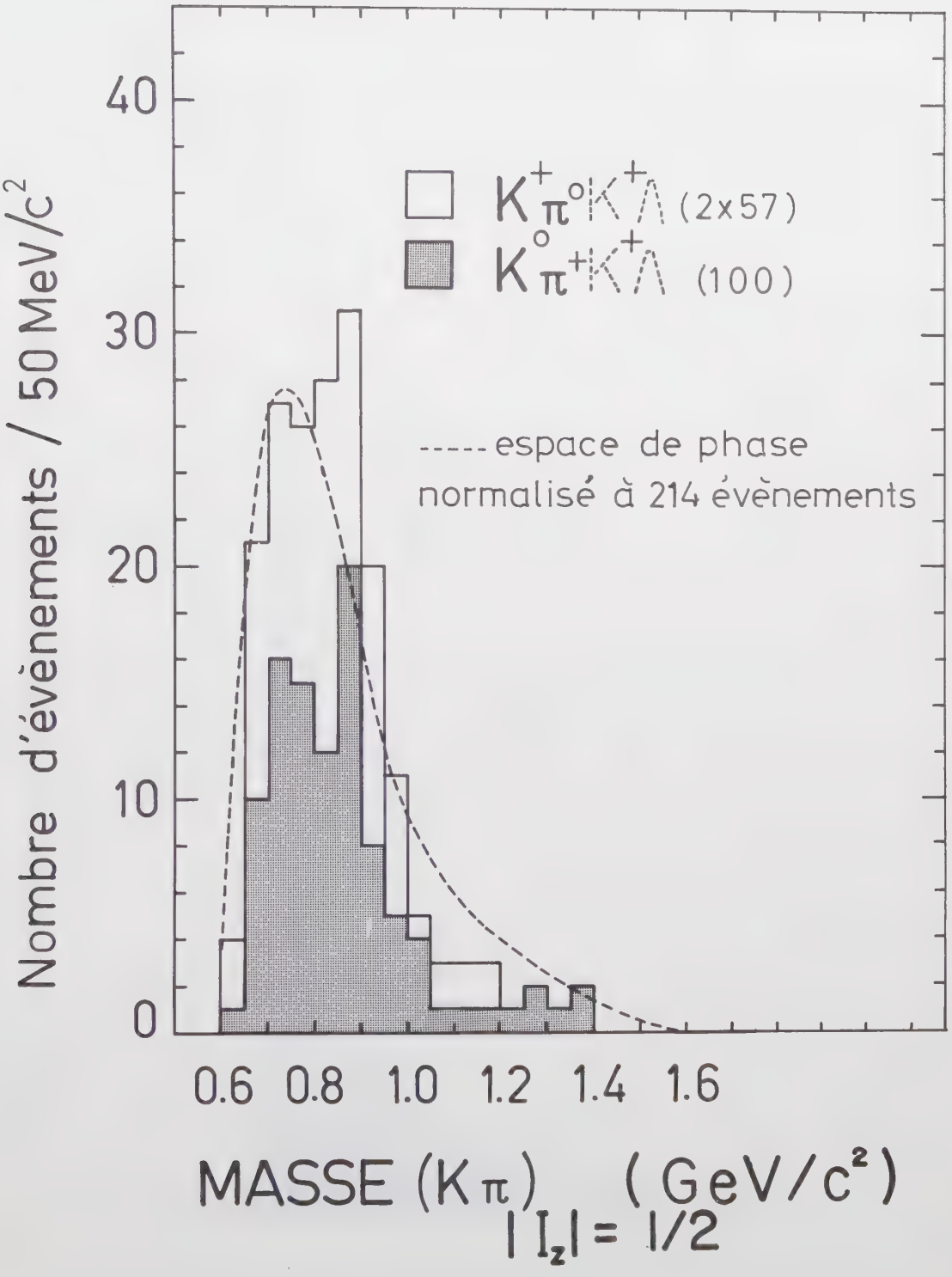


FIG. 24 - Spectre de masse $K\pi$ pour tous les états de spin isotopique $|I_z| = 1/2$ dans les évènements $KK\Lambda\pi$.

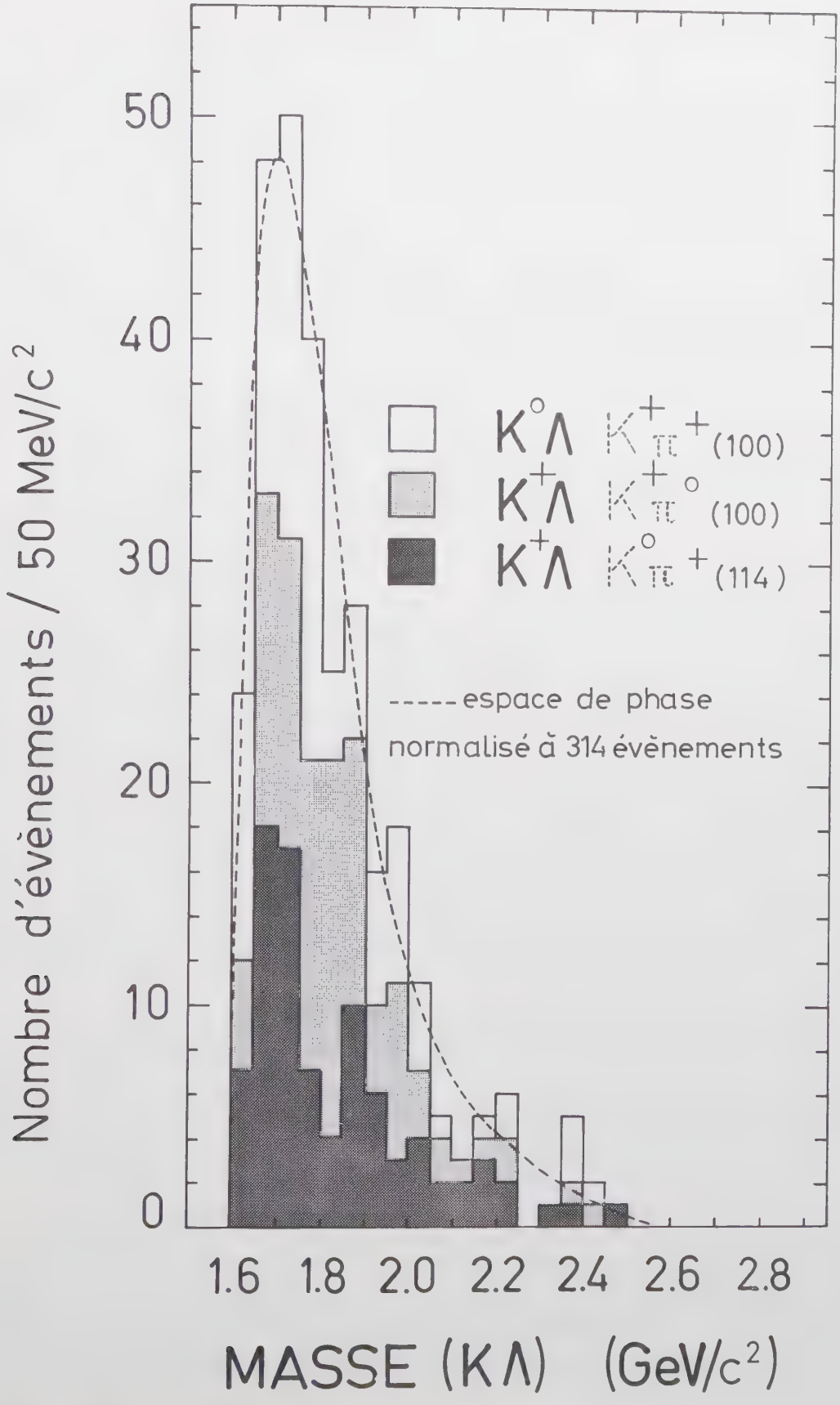


FIG. 25 - Spectre de masse KΛ pour les événements KΛ.

$K^0\Lambda$ de façon différente ce qui permet de voir que N^*_{1688} est produit dans le système $K^+\Lambda$ et non en $K^0\Lambda$; ceci peut s'expliquer, comme nous le verrons plus tard, par le fait que dans ces réactions à quatre corps les résonances ont tendance à se former simultanément, c'est à dire que dans ce cas N^*_{1688} serait produit uniquement en même temps que K^*_{890}, donc $N^* \dashrightarrow K^0\Lambda$ ne serait pas possible, le système $K^+\pi^+$ adjoint ne pouvant pas produire de K^*. Il semble donc que le $N^*_{1688} \dashrightarrow K\Lambda$ ne soit produit que dans des conditions particulières d'association à une autre résonance (tout au moins dans les réactions que nous étudions), cet argument pouvant trouver confirmation dans le fait que nous n'avons pas observé cette résonance dans les systèmes à trois corps.

3. Influence des autres résonances sur le système KK

Nous pouvons séparer l'influence des résonances éventuelles dans les systèmes $\Lambda\pi$, $K\pi$ et $K\Lambda$ sur les distributions en masse KK en deux catégories.

(a) Les résonances Y^*

Ces résonances étant formées dans le système complémentaire des deux K dans les réactions à quatre corps, leur existence a pour seul effet de modifier l'espace de phase disponible pour le système KK mais ne peut expliquer par un processus de réflexion la présence de pics dans la distribution de la masse effective KK, comme le montre la figure 26. Au contraire, si nous admettons que les états finals à quatre corps proviennent principalement de réactions à deux corps, chaque résonance M pourrait être produite en même temps qu'un Y^*. Un moyen d'étudier l'éventualité d'un tel processus est de considérer le diagramme triangulaire où chaque événement est représenté par un point, l'abcisse étant la masse effective KK et l'ordonnée la masse effective $\Lambda\pi$. Les limites cinématiques d'un tel diagramme sont représentées par un triangle isocèle de côté $Q = E_o - \sum_i m_i c^2$, E_o étant l'énergie disponible dans le centre de masse et $\sum_i m_i$ représentant la somme des masses des quatres particules de l'état final.

La figure 27 représente ce diagramme. Nous pouvons voir une forte concentration de points à l'intersection des masses 1050 MeV/c^2 (M_2) et 1385 MeV/c^2 (Y^*), et des concentrations moins importantes au croisement de M_1 (1280 MeV/c^2) avec Y^*_{1385} et M_1 Y^*_{1660}. En dehors de ces concentrations, des accumulations sont visibles dans les bandes centrées sur M_1, M_2, Y^*_{1385} et Y^*_{1660}.

(b) Les résonances K^* et N^*

Contrairement au cas du Y^*, ces deux résonances sont en quelque sorte parasites des résonances possibles dans le système KK (et dans le système $\Lambda\pi$, d'ailleurs). En effet dans le système $KK\Lambda\pi$ l'un des deux K peut appartenir à une résonance N^* (s'il est associé au Λ), l'autre au K^* (s'il est associé au π); nous devons donc nous assurer que les pics des

spectres de masse $K\pi$ et $K\Lambda$ ne peuvent produire par réflexion les pics M_1 et M_2. Pour cela nous avons tracé l'histogramme des masses effectives KK après avoir retiré tous les événements pour lesquels, soit la masse $K\pi$ (de spin isotopique 1/2) était comprise entre 867 et 917 MeV/c^2, soit la masse $K^+\Lambda$ était comprise entre 1638 et 1738 MeV/c^2. Il est évident que les événements compris entre ces limites ne sont pas tous K^* ou N^*, mais nous avons préféré nous placer dans les conditions les plus défavorables pour juger d'une influence éventuelle. La figure 28 montre qu'après cette sélection les pics M_1 et M_2 restent très prononcés.

Une autre façon de montrer que les résonances K^* et N^* ne sont pas responsables de la présence de M_1 et M_2, est de chercher la distribution des masses KK lorsque le système $KK\Lambda\pi$ contient K^* et N^*. Le programme OWL[21] permet de calculer par la méthode de Monte Carlo une telle distribution. Chaque événement correspondant à une résonance K^* ou N^* est interprété dans le système KK en utilisant les lois de distribution en angle et impulsion de chacune des particules issues des désintégrations du K^* et du N^*. La recombinaison des deux K ainsi obtenus permet de générer les événements dont la distribution est portée sur la figure 26. Nous voyons que nous ne pouvons en aucune façon interpréter ainsi les deux pics M_1 et M_2.

Indépendamment de l'influence de ces résonances sur la distribution des masses KK, nous avons tracé de la même façon que pour le couple (KK) ($\Lambda\pi$) le diagramme triangulaire correspondant à ($K\pi$) ($K\Lambda$). Nous pouvons voir sur la figure 29 une forte concentration d'événements dans la région commune K^*N^*, ce qui dans ce système donne une évidence de production en deux corps.

4. Interprétation des systèmes à quatre corps

Les observations précédentes indiquant que nous avons à faire principalement à des réactions à deux corps, nous avons essayé d'interpréter nos résultats dans ce sens.

Considérant les quatre histogrammes correspondants aux projections des masses KK, $\Lambda\pi$, $K\pi$ et $K\Lambda$, nous avons cherché les pourcentages respectifs de $M_1 + Y^*_{1385}$, $M_1 + Y^*_{1660}$, $M_2 + Y^*_{1385}$, $M_2 + Y^*_{1660}$, $K^* + N^*$, et aussi de systèmes à trois corps KKY^* ou $M\Lambda\pi$. Pour cela nous essayons de représenter chacune des quatres distributions expérimentales par une somme de courbes théoriques représentant les différents états finals possibles (chaque courbe étant bien entendu pondérée par le pourcentage de l'état final correspondant). Par exemple, l'histogramme de masse KK sera décrit par deux formules de Breit-Wigner représentant M_1 et M_2, l'espace de phase représentatif de la masse KK dans l'état final KKY^* (Figure 26,2) et la distribution de la masse apparente KK provenant de l'état K^*N^* (Figure 26,3). Les masses et largeurs de M_1 et M_2 utilisées sont celles que nous avons obtenues dans les systèmes à trois corps. Le meilleur ensemble de pourcentages décrivant simultanément les quatre histogrammes

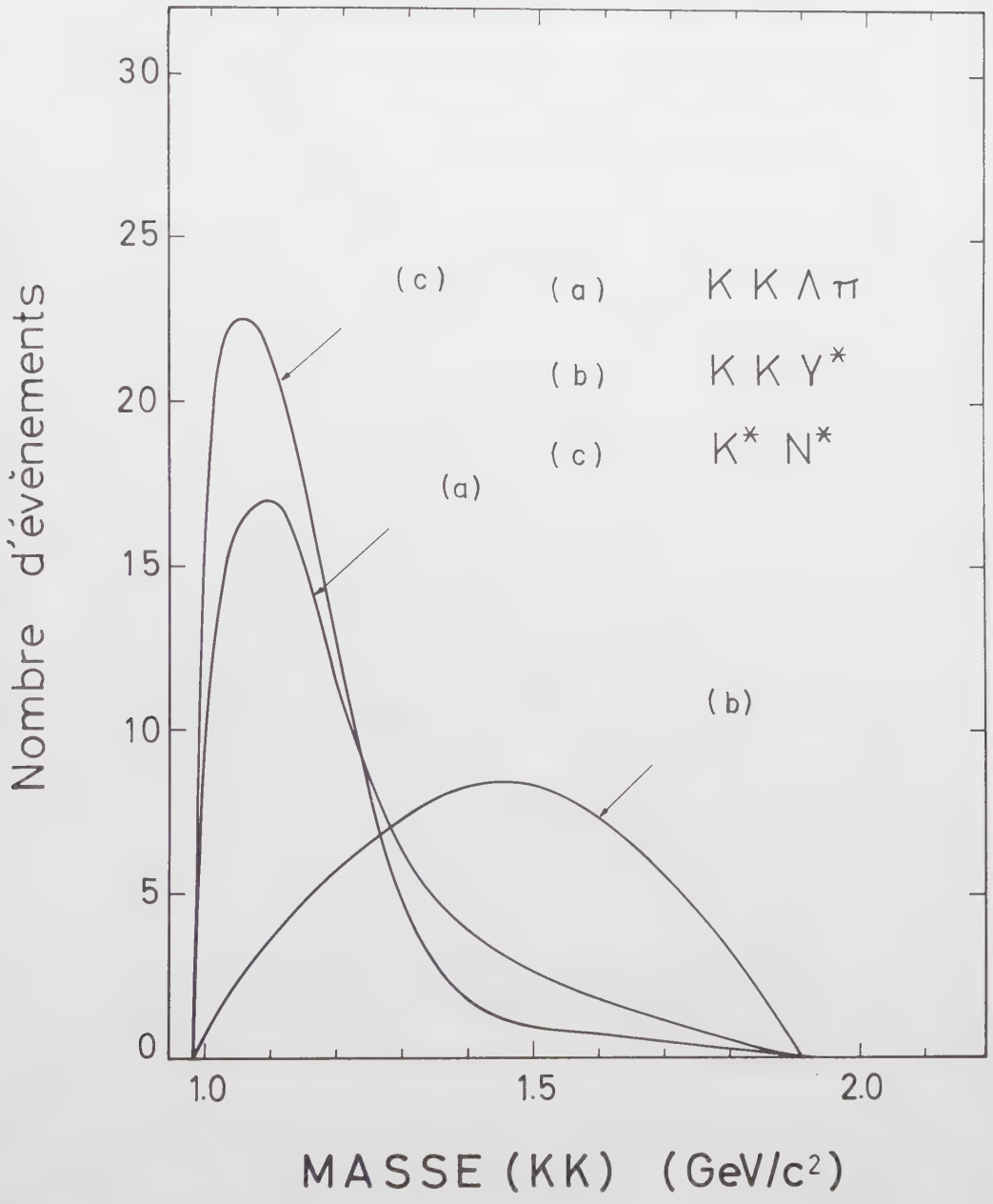


FIG.26 - Courbe de distribution des masses KK pour les états finals : (a) $KK\Lambda\pi$, (b) KKY^*, (c) K^*N^*.

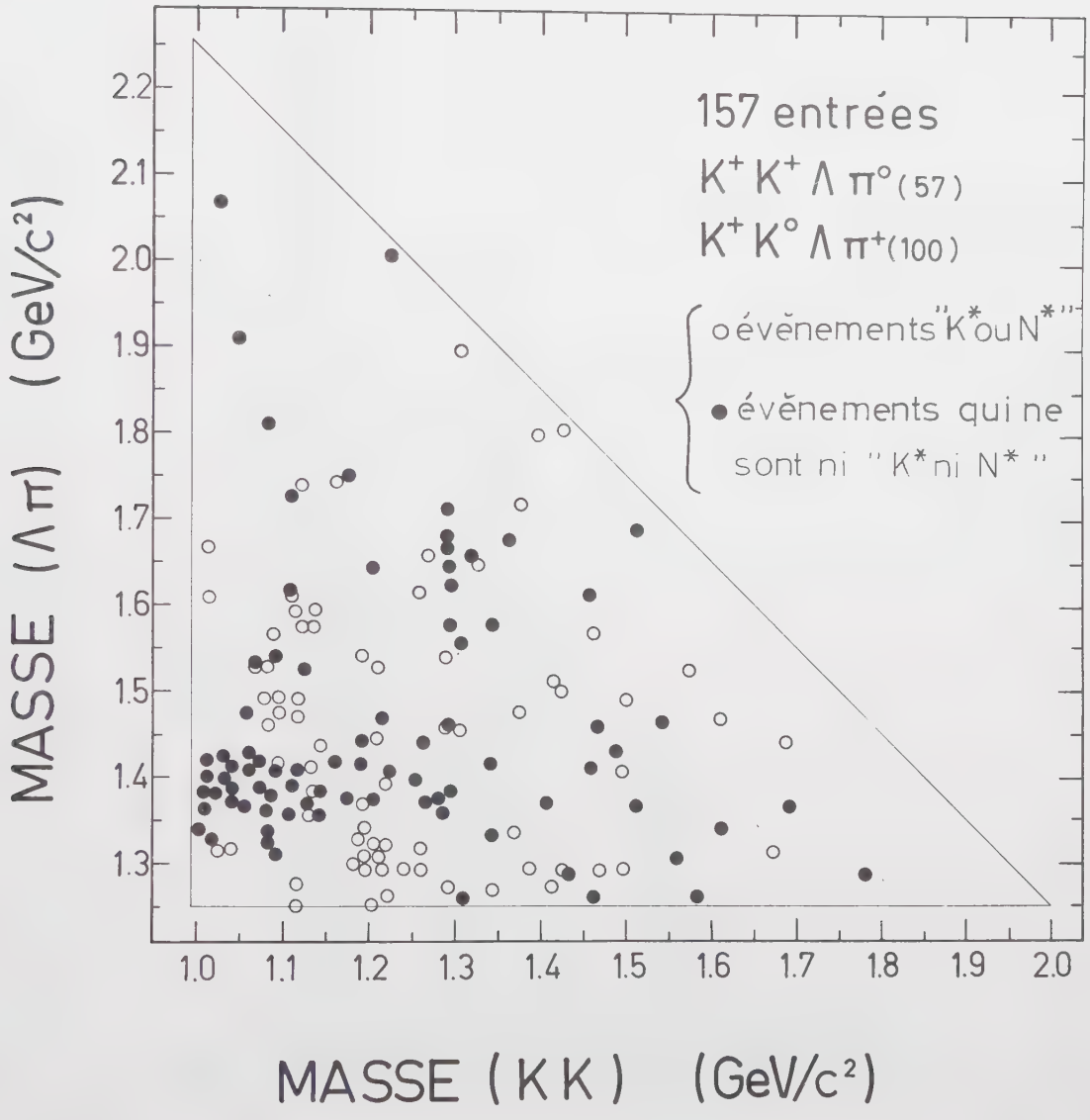


FIG.27 - Diagramme triangulaire des masses KK en fonction des masses $\Lambda\pi$ pour les événements $KK\Lambda\pi$. La definition des événements K^* et N^* est :

K^*: $867 < (m_{K\pi})_{I_z=1/2} < 917$ MeV/c², N^*: $1638 < m_{K\Lambda} < 1738$ MeV/c²

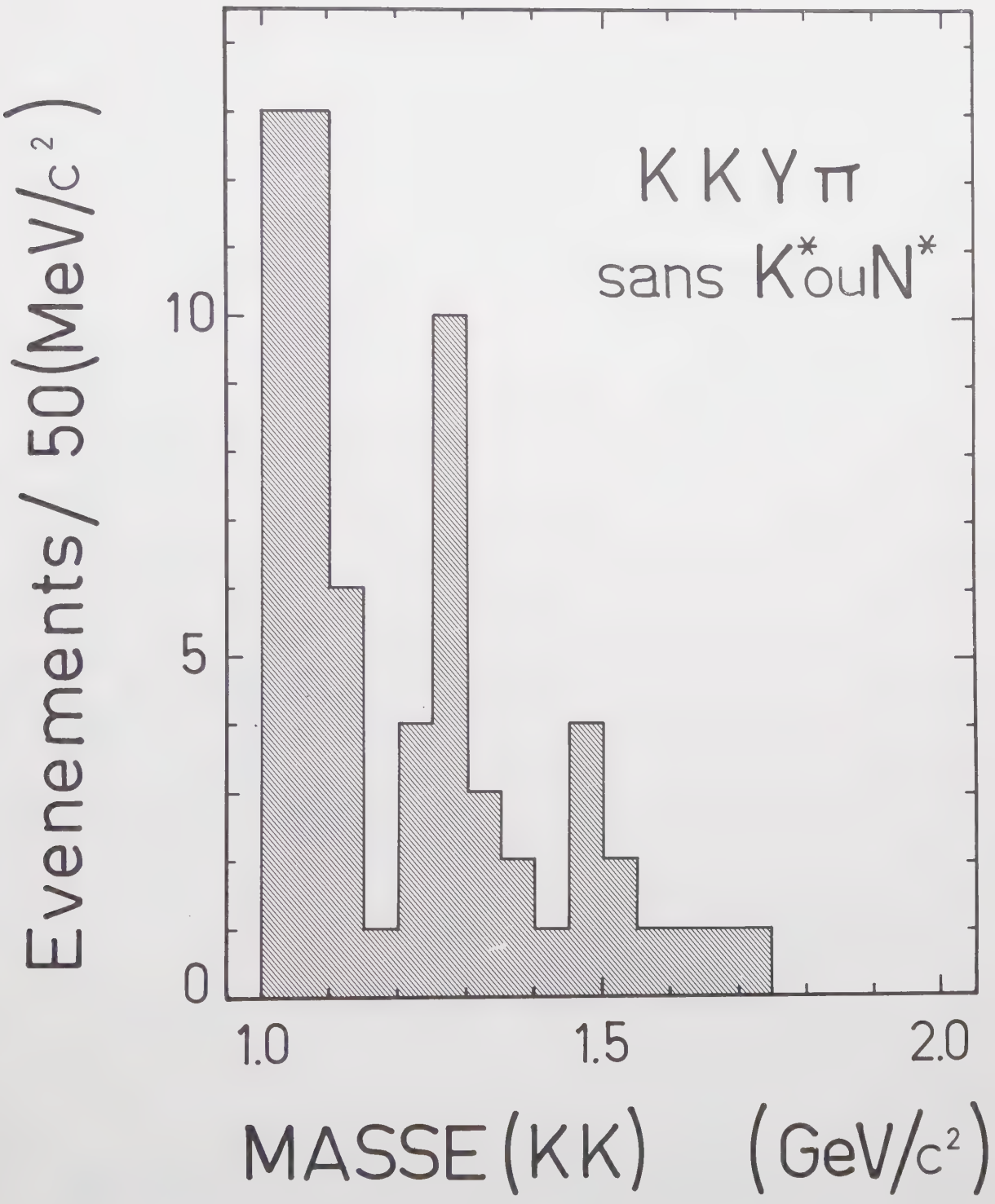


FIG.28 - Spectre de masse KK des réactions $KK\Lambda\pi$ lorsque l'on retire les événements $K^*(867 < (m_{K\pi})_{I_z=1/2} < 917\,MeV/c^2)$ ou $N^*(1658 < m_{K\Lambda} < 1738\,MeV/c^2)$.

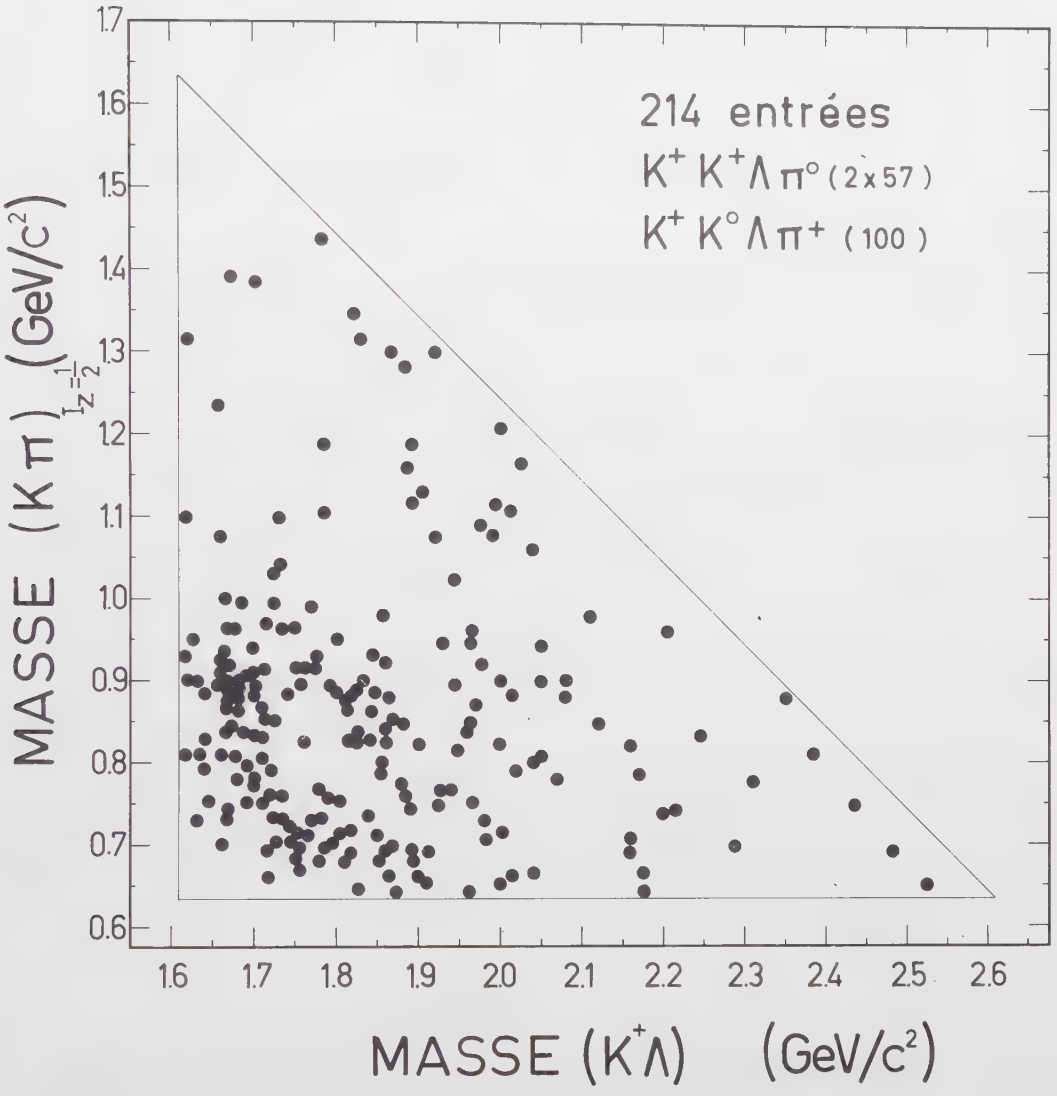


FIG. 29 - Diagramme triangulaire des masses KΛ en fonction des masses Kπ dans l'état de spin isotopique $I_z = 1/2$, pour les événements KKΛπ.

est reporté dans le tableau IV à double entrée, le croisement d'une ligne et d'une colonne donnant le pourcentage de l'association correspondante.

TABLEAU IV

POURCENTAGES DES RESONANCES PRODUITES EN ASSOCIATION

	M_1	M_2	KK	K^*	Total
Y^*_{1385}	14	18	15	-	47
Y^*_{1660}	6,5	0	4	-	10,5
$\Lambda\ \pi$	10	9	0	-	19
N^*_{1688}	-	-	-	23,5	23,5
Total	30,5	27	19	23,5	

Les courbes obtenues au moyen de ces pourcentages sont tracées sur les histogrammes correspondants (Figures 30 et 31).

Par ailleurs pour chaque distribution nous avons calculé par la méthode du χ^2, la probabilité pour que les courbes ainsi obtenues d'une part, ou l'espace de phase normal d'autre part, représentent les histogrammes. Ces probabilités sont données sur le tableau V.

TABLEAU V

PROBABILITES COMPAREES DE L'ESPACE DE PHASE ET DES COURBES CALCULEES

Système	Probabilités	
	Espace de phase	Courbe calculée
KK	4	35
$\Lambda\ \pi$	5	75
$K\ \pi$	4	92
$K\ \Lambda$	56	71

Quelques remarques peuvent être faites sur la comparaison de ces probabilités.

(a) Système $\Lambda\pi$

Nous voyons que la probabilité pour que l'espace de phase représente l'histogramme est seulement de 5°/o à comparer à 75°/o pour la courbe tenant compte des deux résonances Y^*_{1385} et Y^*_{1660}. Il n'y a donc aucun doute quant à l'existence de résonances Y^* dans ce type de réaction.

(b) Système $K\Lambda$

Dans ce cas l'introduction de N^*_{1688} n'améliore pas considérablement la probabilité, du fait que celle-ci était déjà 56°/o dans le cas de l'espace de phase. Cependant, ceci s'explique bien au moyen de la remarque que nous avons déjà faite précédemment : le N^*_{1688} n'est présent qu'en association avec K^*_{890} et nous avons inclu dans l'histogramme les événements $K^o\Lambda$ (pouvant en principe fournir du N^*, mais non en association avec un K^*). De plus la position du N^*_{1688} correspond au maximum de l'espace de phase, ce qui est une difficulté supplémentaire à sa mise en évidence.

(c) Système $K\pi$

Comme pour le système $\Lambda\pi$, nous voyons que l'interprétation de l'histogramme par le seul espace de phase est très mauvaise. En introduisant la résonance K^*_{890}, nous avons fait passer la probabilité de 4°/o à 92°/o.

(d) Système KK

Alors que, pour les autres systèmes, nous ne cherchons qu'à mettre en évidence la production de résonances déjà connues, ici nous voulons montrer que les résultats sont compatibles avec l'existence de la résonance M_1 et du pic déjà mis en évidence dans les systèmes à trois corps dans l'état final. Nous voyons qu'il est difficile d'interpréter le spectre de masse KK par la seule distribution de l'espace de phase qui n'est valable qu'avec 4°/o de probabilité. Cette distribution n'est pas sensiblement améliorée si l'on tient compte uniquement de la présence des résonances Y^*, K^* et N^*, car comme nous l'avons vu précédemment il n'est pas possible d'expliquer ainsi les deux pics M_1 et M_2. Par contre, l'adjonction de deux formules de Breit-Wigner pour décrire les pics présents à 1050 et 1280 MeV/c^2, permet d'obtenir une probabilité de 35°/o. Nous pourrions sans doute améliorer cette probabilité en modifiant quelque peu les masses et largeurs de M_1 et M_2, mais les systèmes à quatre corps dans l'état final étant assez complexes, nous avons préféré considérer comme meilleures les valeurs obtenues dans l'étude des systèmes à trois corps, et ce sont elles que nous avons utilisées pour nos calculs.

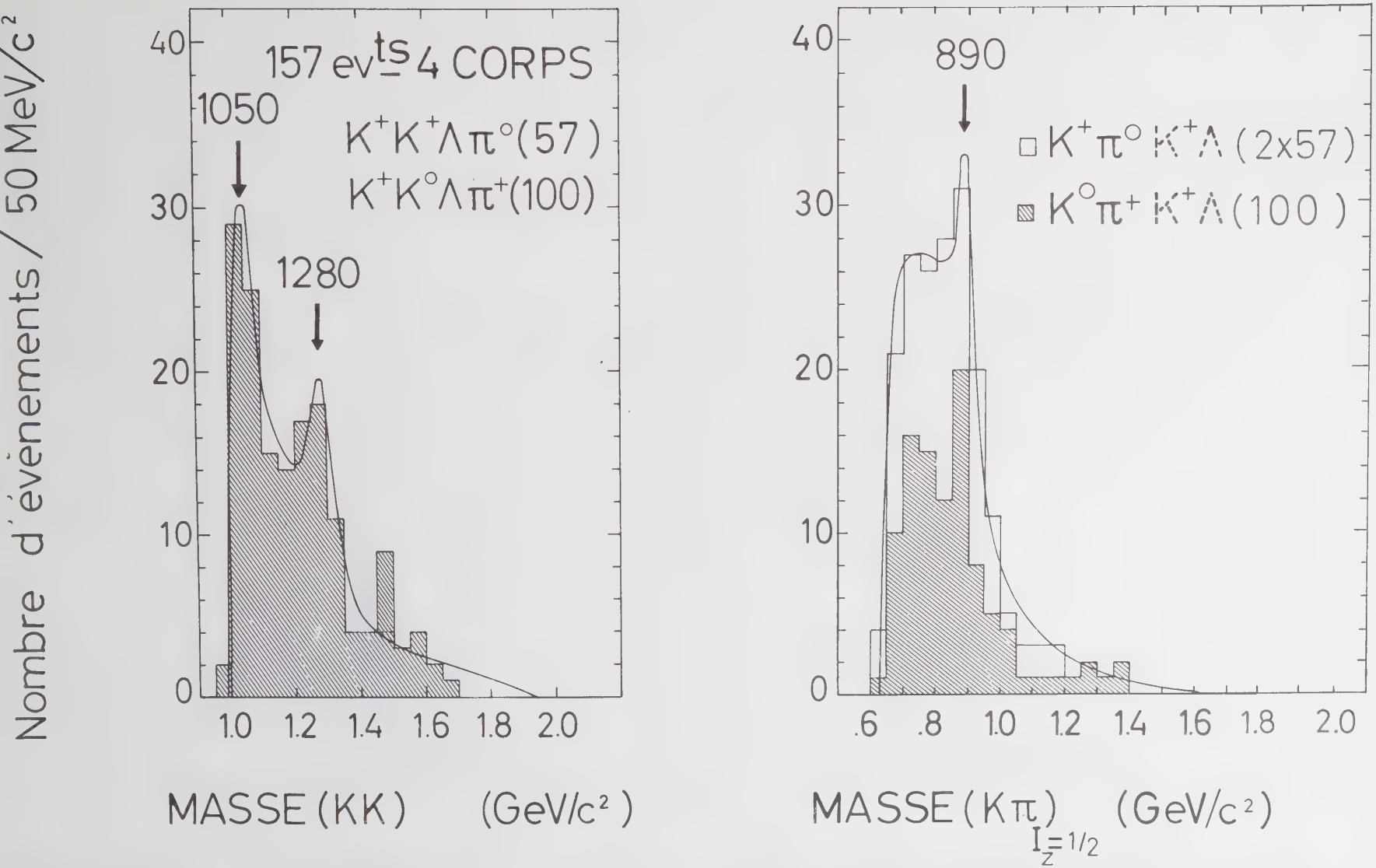


FIG.30 - Spectres de masse KK et Kπ dans l'état de spin isotopique $|I_z| = 1/2$ pour les événements KKΛπ, avec courbes de meilleure approximation.

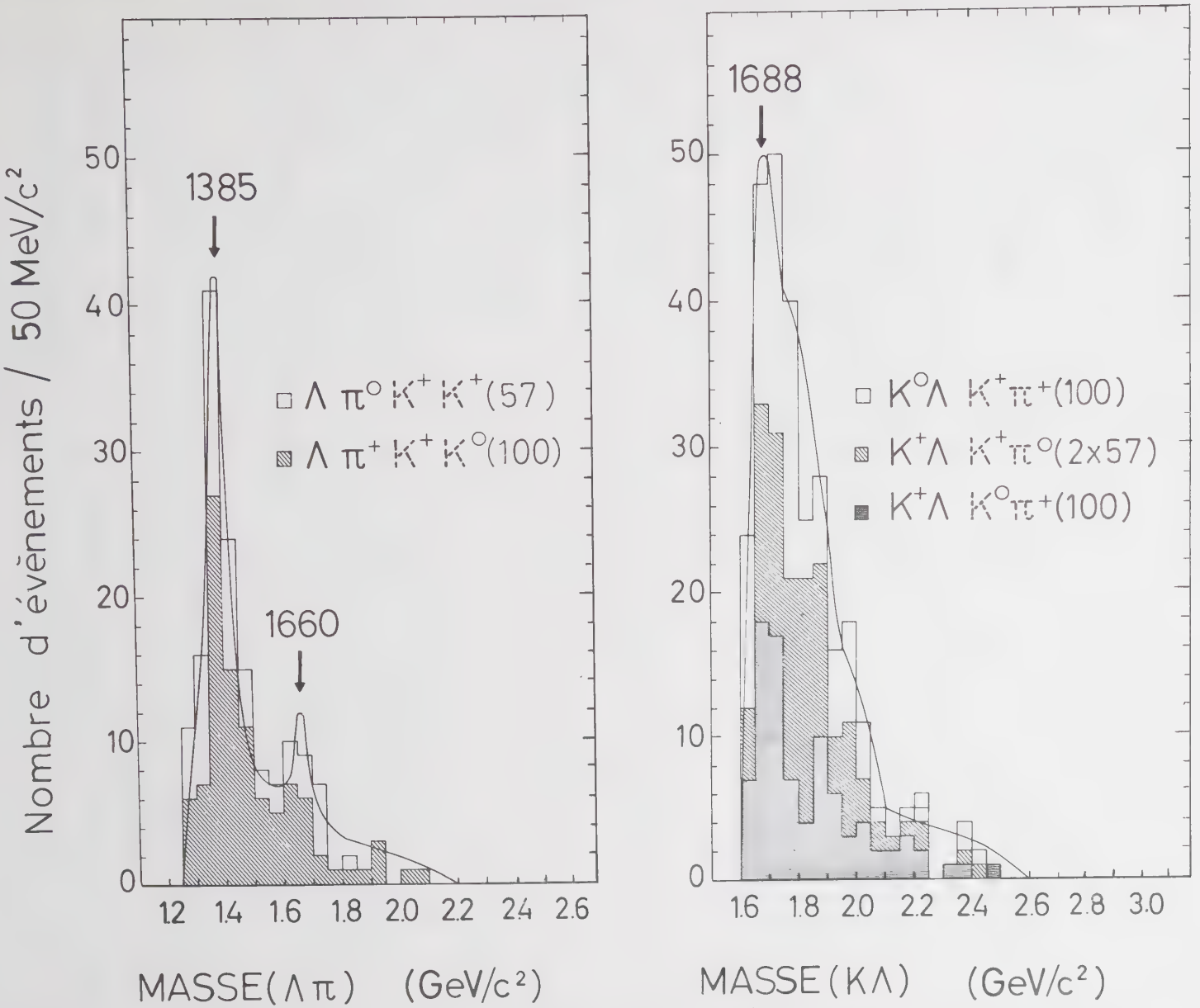


FIG.31- Spectres de masse $\Lambda\pi$ et $K\Lambda$ pour les événements $KK\Lambda\pi$, avec courbes de meilleure approximation.

5. Moments de transfert pour les systèmes à quatre corps

Comme pour les systèmes à trois corps nous pouvons faire l'étude des distributions des moments de transfert pour les différents domaines de la masse KK : M_2, entre M_1 et M_2, M_1 et au delà de M_1. La figure 32 montre de telles distributions. Nous pouvons remarquer que si nous recherchons une accumulation vers les faibles moments de transfert, l'histogramme (c) correspondant à M_1 est le plus favorisé. Le fait que la distinction ne soit pas aussi prononcée que pour les systèmes à trois corps peut s'expliquer par la faible proportion de résonance M_1 par rapport à l'espace de phase dans les systèmes à quatre corps.

En conclusion de l'étude de ces systèmes à quatre corps, bien que ces derniers soient beaucoup plus complexes que les systèmes à trois corps, nous pouvons dire que les résultats obtenus apportent une confirmation de l'existence de la résonance M_1 (masse 1280 MeV/c^2), et de la présence d'un deuxième pic, M_2 (masse 1050 MeV/c^2).

IV. SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE M_1 ET M_2

Nous avons calculé ces sections efficaces pour les différentes impulsions de K^+ incident. A cause du faible nombre d'événements dans chaque catégorie, les valeurs de ces sections efficaces sont entachées d'une grande erreur, mais permettent quand même d'obtenir une indication sur l'impulsion la plus favorable pour réaliser une expérience conduisant à un nombre suffisamment grand d'événements.

Dans l'état actuel de notre statistique nous avons dû utiliser l'ensemble groupé des résultats à trois corps. Il aurait cependant été intéressant de pouvoir séparer les différents canaux, en particulier $M^{++}\,\Sigma^o$ (issu de $K^+K^+\Sigma^o$) et $M^+\Sigma^+$ (issu de $K^+K^o\Sigma^+$) afin de trouver le rapport de branchement. De même, dans les systèmes à quatre corps dans l'état final, nous n'avons pas séparé les événements MY^* des événements $M\Lambda\pi$. On peut cependant dire qu'en moyenne 2/3 de M_1 est formé avec Y^* et 1/3 avec $\Lambda\pi$, comme l'indiquent les résultats du tableau IV.

Sur le tableau VI sont données les sections efficaces de production de M_1 et M_2 dans les réactions à trois ou quatre particules dans l'état final et ceci à chacune des trois impulsions. Les erreurs proviennent essentiellement des fluctuations sur le nombre d'événements relatifs à chaque canal, ces nombres étant très faibles. Ils ont été obtenus en comparant chaque histogramme à l'espace de phase correspondant.

TABLEAU VI

SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE M_1 ET M_2

σ en μb		3 GeV/c	3,5 GeV/c	5 GeV/c
M_1	M_1 Y	6 ± 1,5	5 ± 1,5	2,5 ± 1,3
	$M_1 \begin{cases} Y^* \\ \Lambda\pi \end{cases}$	2,5 ± 1	5,5 ± 1,5	13 ± 3
M_2	M_2 Y	3 ± 1	0,6 ± 0,4	2,5 ± 1,3
	$M_2 \begin{cases} Y^* \\ \Lambda\pi \end{cases}$	6,5 ± 1,5	5 ± 1,2	5 ± 2

Nous voyons que, dans la limite des erreurs ces sections efficaces varient peu, sauf une nette augmentation à 5 GeV/c pour les événements du type $M_1 Y^*$ ou $M_1\Lambda\pi$. Nous avons donc entrepris une étude supplémentaire de clichés à 5 GeV/c, ce qui nous permettra en outre d'obtenir des événements du type 5 corps ($KK\Lambda\pi\pi$) mais aussi des événements avec 2 K^o dans l'état final, soit $K^oK^o\Sigma^+\pi^+$, qui seront indispensables (comme nous le verrons par la suite) pour compléter notre étude du système d'étrangeté +2.

V. NOMBRES QUANTIQUES - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Certains des nombres quantiques de M_1 peuvent être directement obtenus par l'application des règles de sélection (spin isotopique, parité). L'étrangeté est automatiquement fixée par la nature de la résonance. Quant au spin de M_1, nous avons essayé de l'atteindre au moyen de l'étude des distributions angulaires; cependant le comportement de ces distributions angulaires, ainsi que la statistique limitée, ne nous a pas permis de conclure définitivement sur la valeur de ce spin.

1. Etrangeté

La résonance M_1 se désintégrant en deux mésons K d'étrangeté +1 a une étrangeté S = +2.

2. Spin isotopique

La résonance M_1 est formée dans les réactions $K^+p \longrightarrow M_1Y(\pi)$ et en particulier dans la réaction $K^+p \longrightarrow M_1\Lambda$. Dans cette réaction l'état initial est dans un état pur de spin isotopique 1; comme le spin isotopique du Λ est 0, les lois de conservation dans les

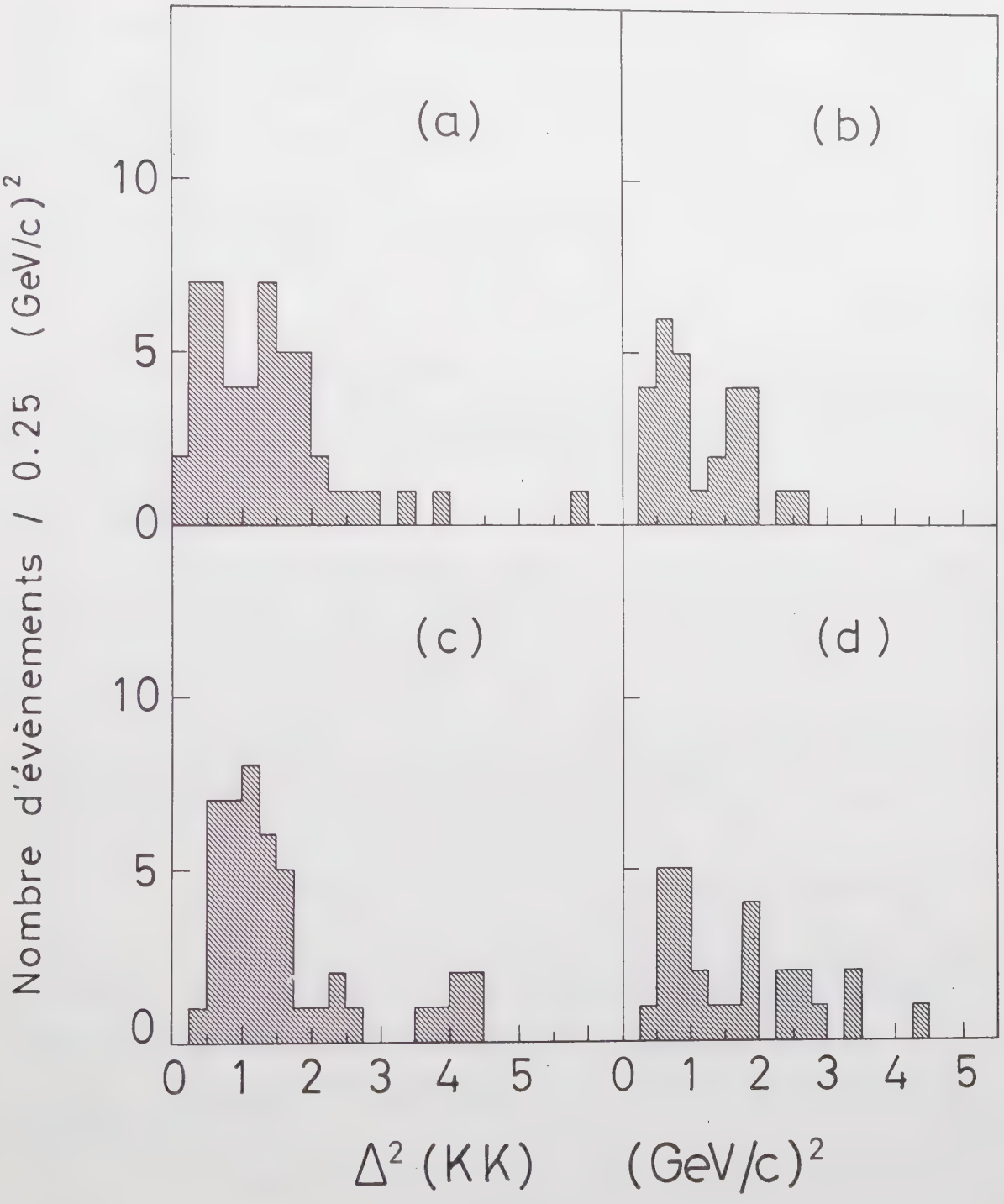


FIG. 32 - Distribution des moments de transfert du système KK dans les réactions à 4 corps, pour les intervalles de masse: (a) $m_{KK} < 1{,}1$ GeV/c^2, (b) $1{,}1 \leq m_{KK} < 1{,}2$ GeV/c^2, (c) $1{,}2 \leq m_{KK} < 1{,}35$ GeV/c^2, (d) $m_{KK} \geq 1{,}35$ GeV/c^2.

interactions fortes indiquent que le spin isotopique de M_1 est I = 1.

Nous pouvons tester cette valeur I = 1 au moyen des rapports de branchement $\frac{M_1^{++}\Sigma^o}{M_1^{+}\Sigma^+}$ ou $\frac{M_1^{++}Y^{*o}}{M_1^{+}Y^{*+}}$; cependant, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, notre statistique, bien qu'en bon accord avec les rapports attendus, est insuffisante pour fournir une indication significative.

3. Parité

La résonance M_1 étant composée de deux bosons identiques, la fonction d'onde décrivant ce système doit obéir à la statistique de Bose, c'est à dire qu'elle doit être symétrique, ce qui implique que la parité est nécessairement positive (P = +1).

4. Spin

Etant donné que les mésons K, dans lesquels se désintègre la résonance, n'ont pas de spin, le spin de la résonance sera composé uniquement par le moment orbital du système KK. Or la fonction d'onde décrivant le système des deux K devant être symétrique, ce moment orbital doit être pair. Le spin de M_1 sera donc J = 0,2,4...

Nous pouvons cependant limiter notre recherche aux valeurs 0 et 2. En effet, la désintégration de M_1 en deux K se fait avec libération d'une énergie Q de l'ordre de 290 MeV que nous pouvons comparer à la valeur de la barrière centrifuge B_c dépendante du spin J de M_1 et de la masse réduite m du système des deux K :

$$B_c = \frac{J(J+1)}{2\,ma^2}\,\hbar^2$$ où a est la longueur d'interaction du système KK. La désintégration se fera de préférence pour des spins J tels que $B_c \lesssim Q$. Afin d'avoir un ordre de grandeur de B_c et ne connaissant pas la valeur de a, nous la remplacerons par la longueur d'interaction $\pi\pi$, soit $a = \frac{\hbar}{m_\pi c} = 1{,}4 \ 10^{-13}$ cm.

La masse m étant égale à $\frac{m_K}{2}$, nous obtenons $B_c \simeq 40\ J(J+1)$ MeV ce qui donne pour les différentes valeurs de J :

J = 0	B_c = 0
J = 2	B_c = 240 MeV
J = 4	B_c = 800 MeV.

Nous voyons donc que pour une valeur Q = 290 MeV, les valeurs J = 0 et 2 sont les plus favorisées.

Dans le but d'obtenir une indication en faveur de l'une de ces deux valeurs, nous avons étudié les distributions angulaires relatives à la désintégration de M_1. A cet effet nous utilisons les angles habituels Θ et Φ définis de la façon suivante. Choisissant comme système de référence le système de la résonance M_1 au repos (Figure 33), nous prenons pour axe Z la direction dans ce système du K^+ incident, pour plan XZ le plan de production, et pour axe Y la normale à ce plan de production. L'angle polaire Θ est l'angle que fait l'une des particules de la désintégration avec l'axe OZ. En général il s'agit de l'angle entre cette direction et la particule la plus lourde de la désintégration. Dans le cas de la désintégration $M_1 \dashrightarrow K^+K^o$ il s'agit du K^o. Cependant, la plupart des événements sont du type $K^+K^+Y^o$ avec $M_1 \dashrightarrow K^+K^+$, et dans ce cas il est impossible de distinguer entre les deux K^+. Comme nous le verrons plus loin, nous devons tenir compte de ce fait en symétrisant les distributions angulaires obtenues. L'angle azimuthal φ est l'angle que fait la projection sur xy de la particule considérée avec OX, cet angle φ correspondant à une rotation autour de OZ. On peut constater facilement que cet angle est identique à l'angle dit de Treimann-Yang, entre le plan de production et le plan de désintégration (dans le système où la particule incidente est au repos).

(a) Relation entre le spin de M_1 et les distributions angulaires

Dans le but d'établir ces relations, il faut considérer les diagrammes possibles, décrivant les réactions $K^+p \dashrightarrow KKY$. Comme lors de l'étude relative aux moments de transfert, deux cas simples peuvent être envisagés :

Le premier correspond à l'échange d'une particule pseudo-scalaire de spin 0, le second à l'échange d'une particule vectorielle de spin 1.

Si ℓ est le moment orbital entre les deux K dans la première hypothèse, ou entre K et K^* dans la seconde, afin d'obtenir pour M_1 le spin 0 ou 2, tout en vérifiant les lois de conservation du spin et de la parité, les conditions du tableau VII doivent être satisfaites.

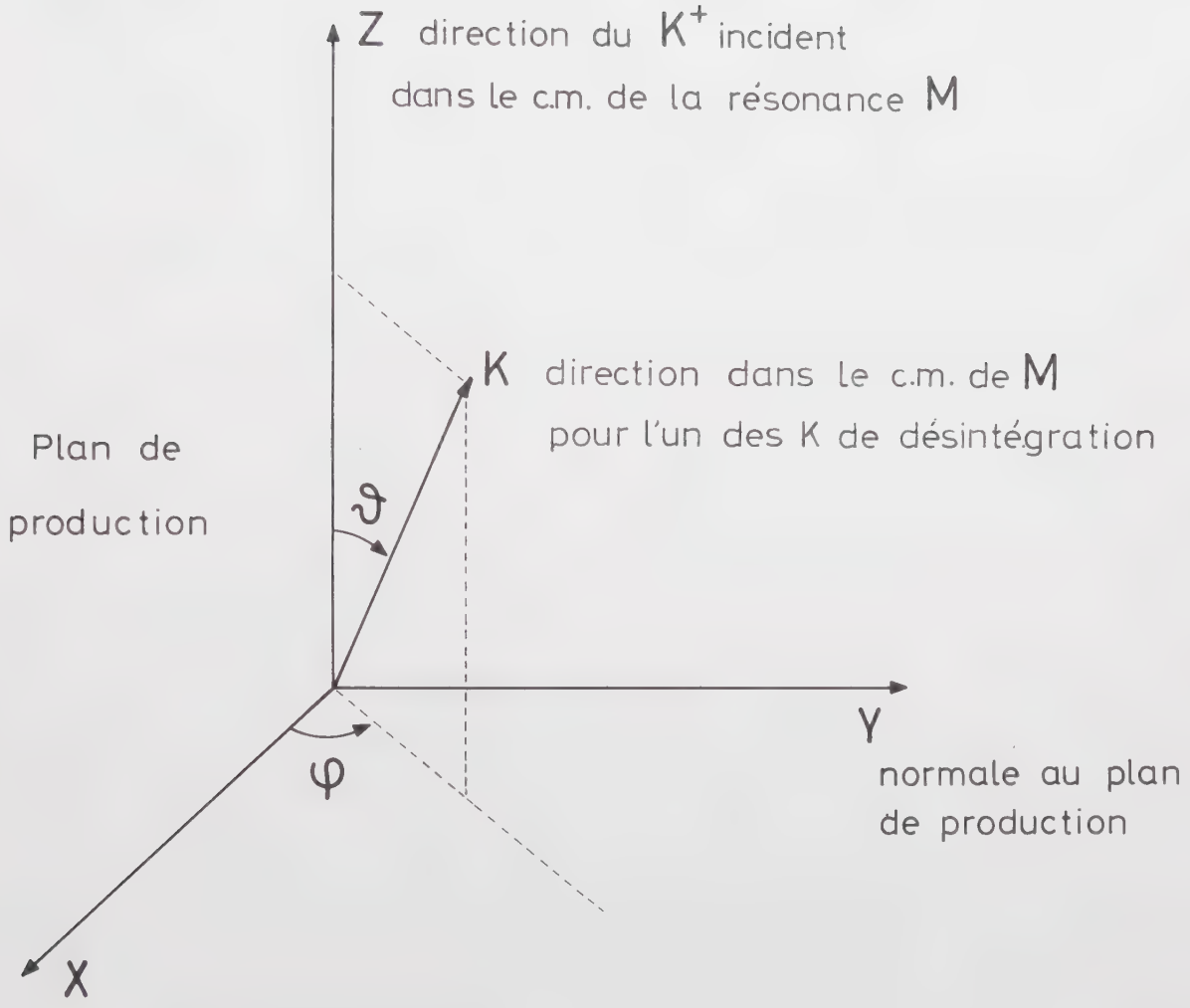


FIG. 33 - Système de référence pour l'étude des distributions angulaires de la désintégration de M_1.

TABLEAU VII

VALEURS POSSIBLES DU SPIN DE M_1 EN FONCTION DE LA NATURE DE LA PARTICULE ECHANGEE

		Etat initial			Etat final
		K	K	Moment orbital ℓ	M_1
Echange de K	Spin	0	0	0	0
		0	0	2	2
	Parité	-	-	$(-1)^{\ell} = +$	+
		K	K^*		M_1
Echange de K^*	Spin	0	1		2
	Parité	-	-	$(-1)^{\ell} = +$	+

Les distributions angulaires attendues dans les différentes hypothèses se déduisent de considérations simples :

i) Echange de K, spin de M_1 : J = 0

Dans ces conditions tous les moments orbitaux étant nuls, ainsi que leur projection, la fonction d'onde angulaire du système est l'harmonique sphérique Y_o^o.

ii) Echange de K, spin de M_1 : J = 2

Toutes les projections J_Z sur O_Z des moments angulaires de l'état initial sont nulles donc $J_Z\ (M_1) = 0$; le système est décrit par Y_2^o.

iii) Echange de K^*, spin de M_1 : J = 2

Les seules possibilités de l'état initial sont $J_Z = 0$ ou $J_Z = 1$, donc $J_Z\ (M_1) = 0$ ou 1. Or les coefficients de Clebsch-Gordon correspondant à $|2,0> + |1,0> \dashrightarrow |2,0>$ sont nuls. La seule possibilité est donc $|2,0> + |1,1> \dashrightarrow |2,1>$, ce qui correspond à l'harmonique sphérique Y_2^1, ou bien sûr Y_2^{-1}.

Les distributions angulaires de ces harmoniques sphériques étant bien connues, nous résumerons les conditions requises dans le tableau VIII.

TABLEAU VIII

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA DESINTEGRATION DE M_1 EN FONCTION DE SON SPIN ET DE LA PARTICULE ECHANGEE

Echange	Spin M_1	Harmonique sphérique	Distribution θ	Distribution φ
K	0	Y_0^0	isotrope	isotrope
	2	Y_2^0	$(3\cos^2\theta-1)^2$	isotrope
K^*	2	Y_2^1 ou Y_2^{-1}	$\sin^2\theta \cos^2\theta$	$a+b \cos 2\varphi$

(b) Distributions angulaires

Dans le but de comparer ces prédictions avec les résultats expérimentaux nous avons tracé les distributions angulaires correspondant à la région de M_1, c'est à dire pour les masses KK comprises entre 1,2 et 1,35 GeV/c^2. Par ailleurs, comme nous l'avons vu précédemment, la production de M_1 se fait périphériquement, c'est à dire à faible moment de transfert; nous avons donc représenté différemment les événements pour lesquels $\Delta^2 < 1$ (GeV/c)^2.

Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, le fait que M_1 se désintègre dans la majorité des cas en deux K^+ présente une difficulté dans l'identification de l'angle de désintégration. Dans le système du centre de masse de la résonance, si l'un des deux mésons K est défini par cos θ et φ, l'autre sera défini par -cos θ et $\varphi + \pi$. Nous avons donc tracé l'histogramme φ, en portant l'angle φ s'il est positif et $\varphi + \pi$ s'il est négatif. Ceci détermine automatiquement la valeur à donner au cos θ correspondant. Après cette opération, les distributions doivent présenter une certaine symétrie pour vérifier la conservation de la parité dans les interactions fortes. Cette symétrie doit être par rapport à zéro pour cos θ et par rapport à $\frac{\pi}{2}$ pour φ. Si la distribution en cos θ donne un bon accord pour la symétrie, il n'en est pas de même pour φ. Cette assymétrie ne pouvant être dûe qu'à des fluctuations statistiques, nous avons replié l'histogramme par rapport à $\varphi = \frac{\pi}{2}$, et la distribution en cos θ par rapport à zéro.

La figure 34 représente les distributions angulaires $0 < \cos\theta < 1$ et $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$. La région hachurée correspond aux événements avec $\Delta^2 < 1$.

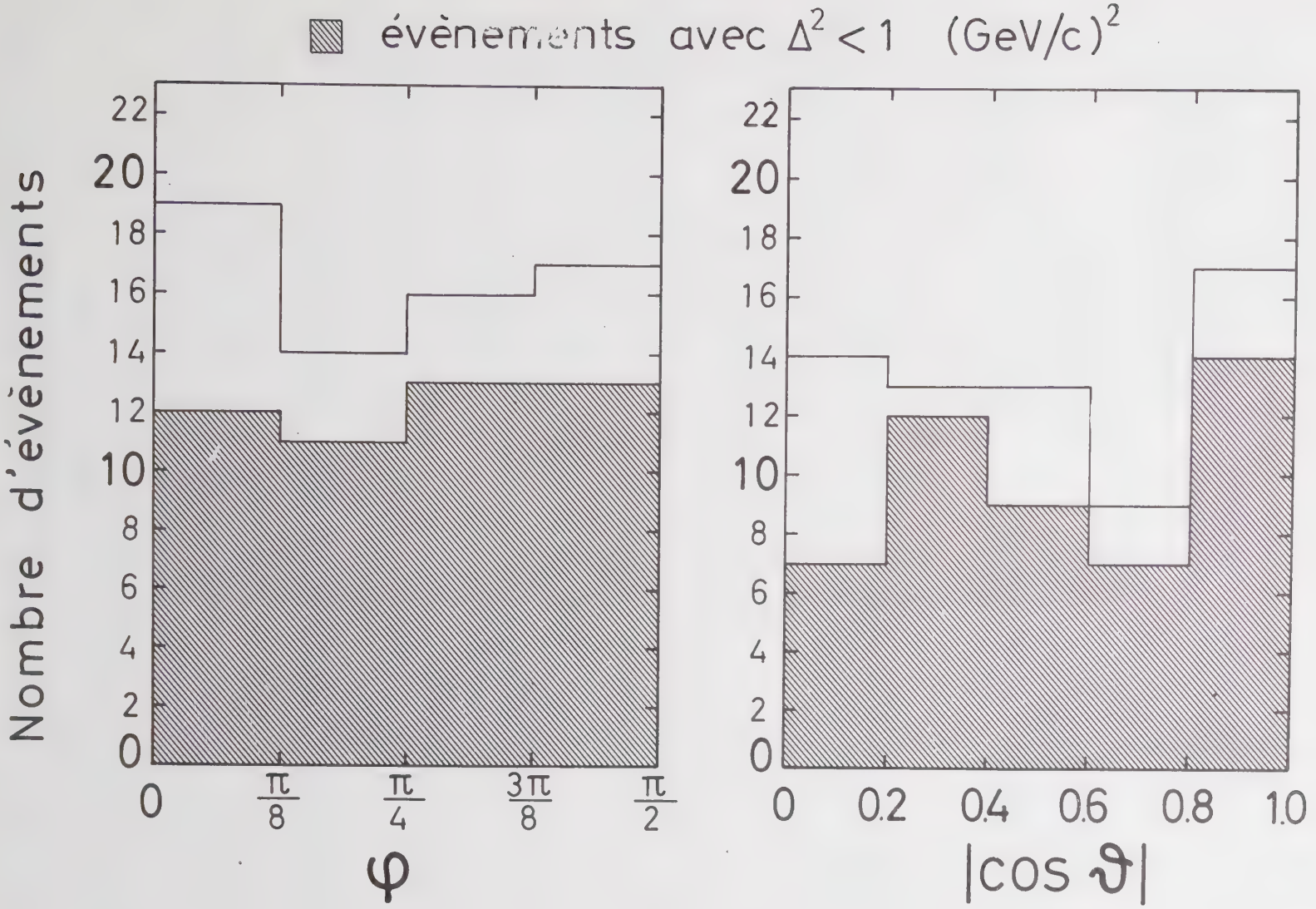


FIG. 34 - Distributions angulaires de la désintégration de M_1 pour 66 événements KKY dont la masse KK est : $1.2 < m_{KK} < 1,35$ GeV/c^2.

(c) Interprétation des distributions angulaires

Compte tenu de ce que M_1 est produit périphériquement, nous nous intéressons uniquement aux distributions avec $\Delta^2 < 1$. Nous allons comparer ces distributions avec les prévisions données dans le tableau VI, en fonction des valeurs attribuées au spin de M_1 et suivant la particule échangée possible.

i) Spin 0, échange de K

La distribution de l'angle φ est isotrope, donc correspond tout à fait aux prévisions. Si nous calculons, par la méthode du χ^2 la probabilité que la distribution en cos θ soit isotropique, nous obtenons $P = 40^o/o$, ce qui donne un bon accord.

ii) Spin 2, échange de K

Si la distribution isotrope de l'angle φ est toujours compatible avec les prévisions, la distribution en cos θ ne peut absolument pas s'interpréter par une courbe du type $(3 \cos^2 \theta - 1)^2$.

iii) Spin 2, échange de K^*

Pour obtenir un accord des prévisions avec la distribution en φ, il faut considérer que la constante b de la courbe $a+b \cos 2\varphi$, a une valeur nulle. De plus, la distribution en cos θ est incompatible avec une courbe en $\sin^2\theta \cos^2\theta$.

iv) Spin 2, mélange d'échange de K et de K^*

De même que précédemment, nous pouvons envisager que le facteur de cos 2φ est nul. La distribution en cos θ prend alors la forme:

$$F \cos \theta = d\,(3 \cos^2\theta - 1)^2 + e\,(1 - \cos^2\theta) \cos^2\theta.$$

Le meilleur couple de valeurs obtenu est $d = 1$ et $e = 5$ et donne une probabilité $P \sim 5^o/o$.

v) Spin 2, mécanisme d'échange plus complexe (K, K^* et particule de spin 2)[22]

La distribution en φ est alors de la forme :

$$F(\varphi) = a + b \cos 2\varphi + c \cos 4\varphi ,$$

ce qui impose encore $b = 0$, $c = 0$.

Quant à la distribution en cos θ elle devient :

$$F(\cos \theta) = d\,(3 \cos^2\theta - 1)^2 + e \cos^2\theta(1 - \cos^2\theta) + f(1 - \cos^2\theta)^2.$$

Nous obtenons une probabilité $P = 25^o/o$ pour $d = f = 1$ et $e = 8$.

Sur la figure 35 sont représentées les différentes courbes pouvant décrire la distribution en cos Θ.

Il est donc difficile de conclure sur la valeur du spin. La valeur 0 est tout à fait compatible et correspond à un mécanisme d'échange simple. Cependant, on ne peut éliminer la possibilité du spin 2 au moyen d'un mécanisme d'échange plus complexe, car si la production se fait périphériquement, la valeur des moments de transfert observés est suffisamment grande pour permettre l'échange d'une particule de masse élevée. De plus, nous avons abordé le problème de la façon la plus simple, sans tenir compte des phénomènes d'absorption[23] qui peuvent apporter des modifications appréciables pour les distributions angulaires.

5. Nombres quantiques de M_2

Les considérations faites pour M_1 au sujet du spin isotopique et de la parité s'appliquent pour M_2 qui est produit dans les mêmes conditions. Pour le spin, le calcul fait sur la barrière de potentiel s'applique encore ici et montre que la valeur 0 est très favorisée énergétiquement, la valeur Q de la désintégration $M_2 \dashrightarrow K\,K$ étant de l'ordre de 55 MeV. De plus, les deux distributions angulaires en φ et cos Θ sont isotropes, donc compatibles avec la valeur 0 attendue.

Nous pouvons donc dire que si M_2 est bien une résonance, ses nombres quantiques sont S = +2, I = 1, P = +1 et son spin probablement 0.

VI. CLASSIFICATION DE M_1

Jusqu'à maintenant les meilleures possibilités de classification des particules élémentaires et de leurs états résonants, sont fournies par l'utilisation des symétries unitaires. En particulier, le groupe unitaire SU_3 permet de classer la majorité des particules et résonances connues. Cette classification consiste en une série de représentations à l'intérieur desquelles prennent place des multiplets de même spin isotopique I et d'hypercharge Y. Chaque représentation contient un ensemble de résonances de même spin et parité.

Les mésons pseudoscalaires, ainsi que les baryons peuvent être classés dans des représentations de dimension 8 (octet). On peut supposer que les autres particules pourront être classées à l'aide d'un produit de ces représentations[24].

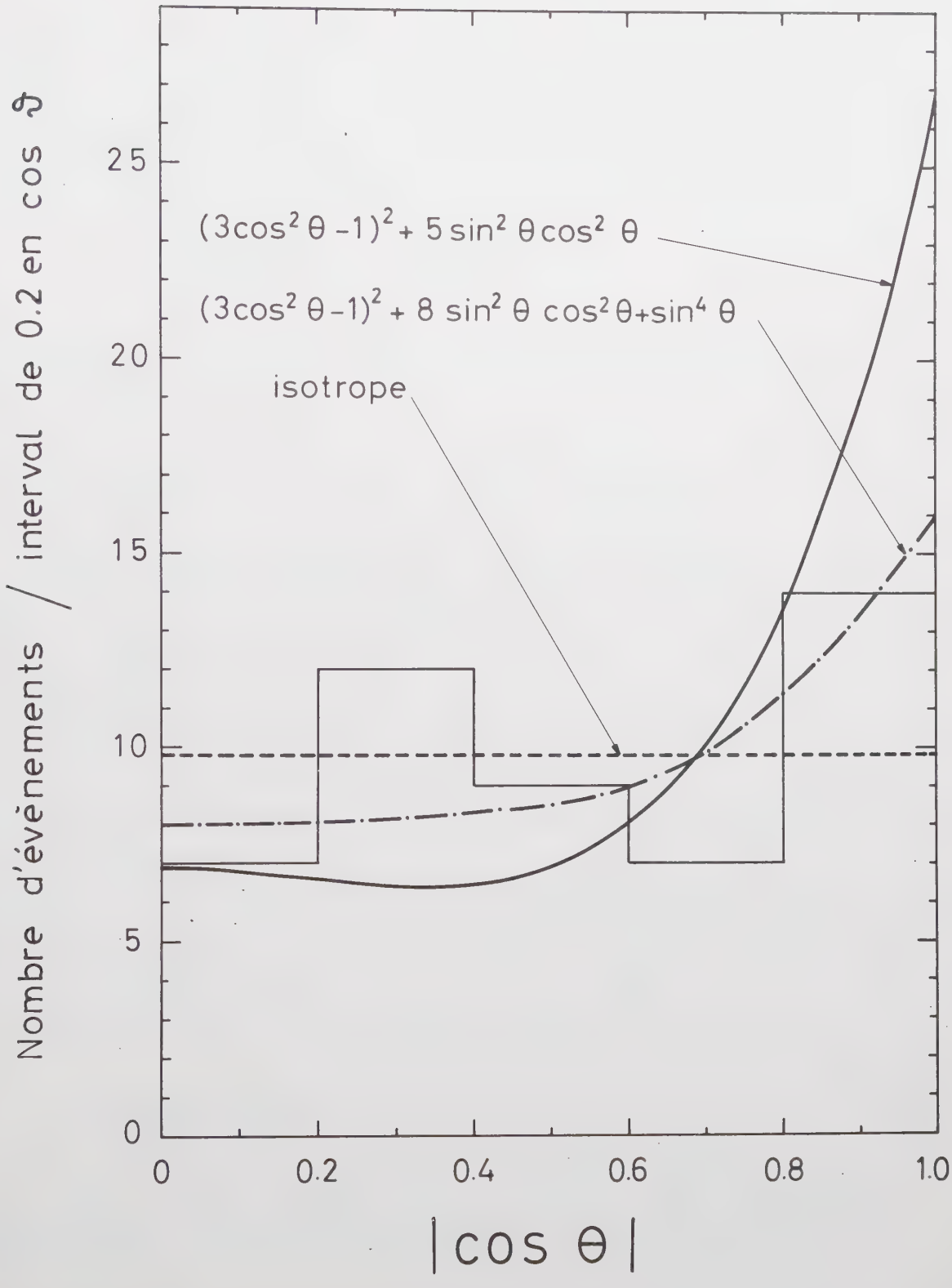


FIG. 35- Distribution de l'angle θ pour la désintégration de M_1 comparée aux prédictions citées dans le texte.

Si nous utilisons le symbole $\overline{[8]}$ pour caractériser un octet, l'ensemble pourra être défini par

$$\overline{[8]} \otimes \overline{[8]} = \overline{[1]} + \overline{[8]} + \overline{[8]} + \overline{[10]} + \overline{[\bar{10}]} + \overline{[27]}$$

$\overline{[1]}$ représentant un singulet - dimension 1

$\overline{[8]}$ un octet - dimension 8

$\overline{[10]}$ ou $\overline{[\bar{10}]}$ un decuplet - dimension 10

$\overline{[27]}$ une représentation de dimension 27.

Le décomposition d'une représentation en ses différents multiplets (I, Y) s'écrit pour $\overline{[10]}$, $(I,Y) = (\frac{3}{2}, +1), (1,0), (\frac{1}{2}, -1), (0,-2)$

et pour $\overline{[27]}$, $(I,Y) = (1,\pm 2), (\frac{3}{2}, \pm 1), (\frac{1}{2} \pm 1), (2,0), (1,0)$ et $(0,0)$.

Nous voyons donc que pour classer M_1 avec $(I,Y) = (1,2)$, il est nécessaire d'utiliser la représentation $\overline{[27]}$.

Le schéma général de la 27ème représentation est donné dans la figure 36. Il présente une symétrie par rapport à l'axe $Y = 0$, les différents $Y = \pm 1$ et $Y = \pm 2$ correspondant respectivement aux particules et anti-particules d'hypercharge 1 ou 2. Sur cet axe de symétrie sont mesurées les projections I_z du spin isotopique.

D'après le développement (I,Y) relatif à la 27ème représentation, nous voyons qu'à $Y = \pm 1$ correspondent deux valeurs de I soit $\frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$, de même pour $Y = 0$ correspondent $I = 0$, 1 ou 2; ceci implique donc une certaine multiplicité en divers points du diagramme, multiplicité que nous avons représentée par plusieurs cercles de différente grandeur.

Chaque représentation correspondant à des résonances de même spin et parité, nous pouvons chercher celles que nous pouvons joindre à M_1, afin de remplir cette représentation $\overline{[27]}$, dans le cas où le spin de M_1 est 0 ou 2, sa parité étant toujours +. A cet effet nous utilisons la formule de masse proposée par Okubo[24] pour les bosons :

$$m^2 = m_o^2 \left[1 + aY + b\,(I(I+1) - \frac{Y^2}{4})\right] .$$

1. <u>Spin, parité de M_1 $J^P = 0^+$</u>

Dans ce cas, aucune résonance 0^+ n'ayant été définitivement mise en évidence jusqu'à maintenant, M_1 serait la première particule susceptible de prendre place dans la 27ème représentation. On peut cependant citer quelques possibilités comme κ_{730}[26,3], ϵ[27], σ[28].

2. Spin, parité de M_1 $J^P = 2^+$

Dans cette hypothèse plusieurs résonances de spin 2 et de parité +, sont susceptibles de prendre place dans la représentation 27. Nous allons les classer suivant la valeur de leur spin isotopique et donner pour chacune de ces résonances la masse qui leur est couramment attribuée; ceci dans le but de les comparer avec les masses obtenues à l'aide de la formule citée précédemment.

(a) $I = 0$

Il s'agit du f_o de masse $m = 1250$ MeV/c^2. Dans SU_3 il est possible de le classer en un singulet ou dans une représentation d'ordre élevé, en particulier la 27ème.

(b) $I = \frac{1}{2}$

On peut citer le $C^{(28)}$ de masse $m = 1210 - 1250$ MeV/c^2. Cependant, le spin de cette résonance n'a pas encore été trouvé, 2^+ étant une valeur possible.

Par ailleurs, le nouveau K^{**} parait avoir $J^P = 2^+$ et le spin isotopique $I = \frac{1}{2}$, les valeurs $J = 1^-$ et $I = \frac{3}{2}$ n'étant pas impossibles[20]. Sa masse est 1400 MeV/c^2.

(c) $I = 1$

Outre M_1 d'hypercharge 2, il est nécessaire d'avoir, dans la 27ème représentation, une résonance d'hypercharge 0. A_2 de masse 1310 MeV est possible. Pour le spin la valeur 2 est généralement considérée comme bien établie[9].

(d) $I = \frac{3}{2}$

En plus de la possibilité du $K^{**}(1400)$ cité précédemment, une résonance $K\pi\pi$ à 1270 MeV/c^2 a été mise en évidence[30]. Son spin est inconnu.

(e) $I = 2$

Aucune résonance de $I = 2$ n'a jusqu'à présent été mise en évidence. Il s'agirait d'une résonance à deux ou plusieurs π, dans les états de charge $-2, -1, 0, +1, +2$, dont la masse devrait être voisine de 1500 MeV/c^2 comme nous allons le montrer dans ce qui suit.

Afin de choisir parmi ces possibilités, nous calculerons les masses requises au moyen de la formule citée plus haut.

Dans le cas qui nous intéresse la symétrie par rapport à $Y = 0$ impose $a = 0$.

Nous avons choisi les valeurs $m_o = 1230$ et $b = 0{,}08$, qui donnent pour masses sensiblement celles de f_o, A_2, et M_1, lorsque $(I, Y) = (0,0), (1,0)$ et $(1,2)$.

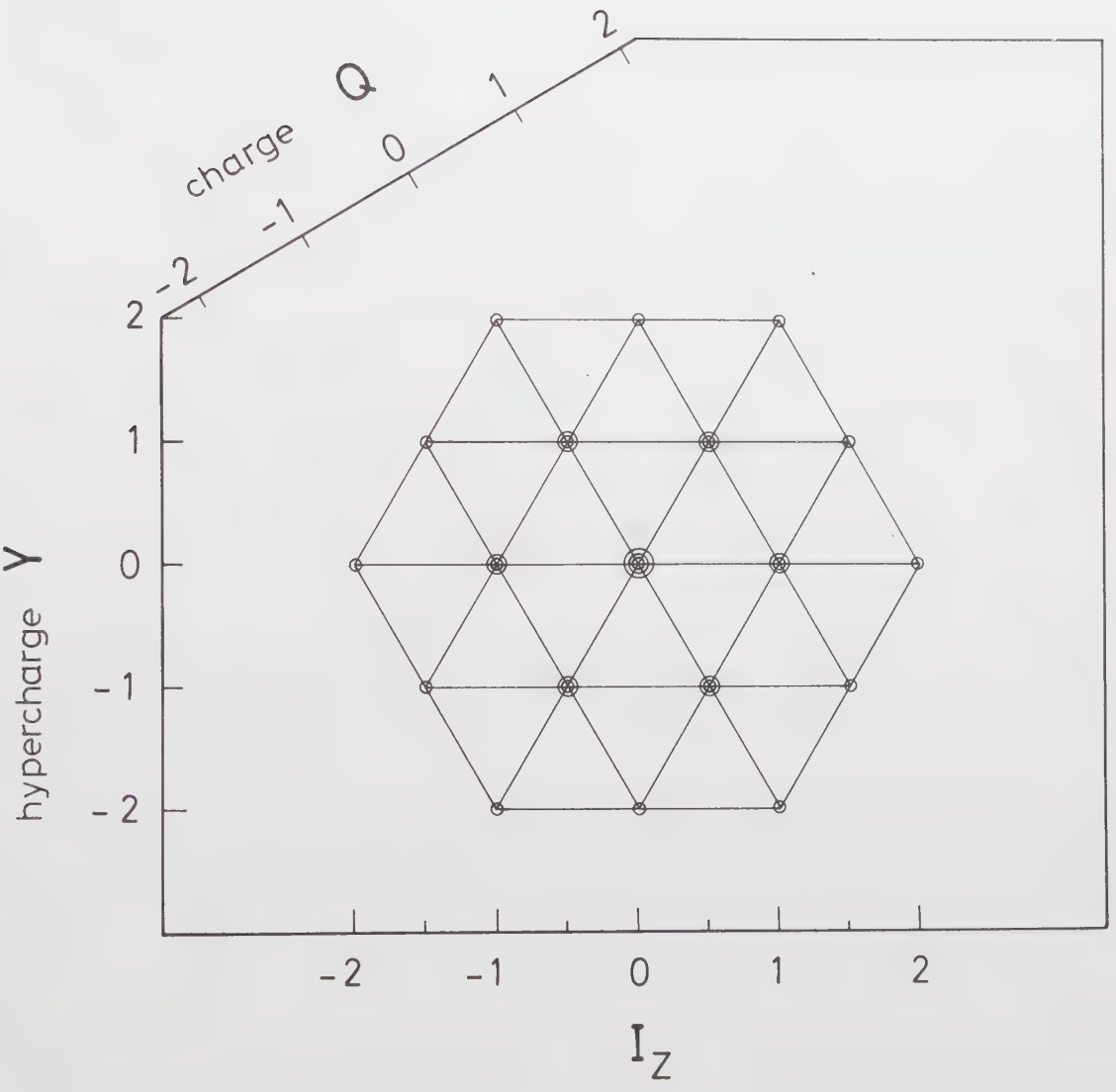


FIG. 36 - Schéma de la représentation 27 de SU_3.

Ceci fournit les différentes masses présentées dans le tableau IX

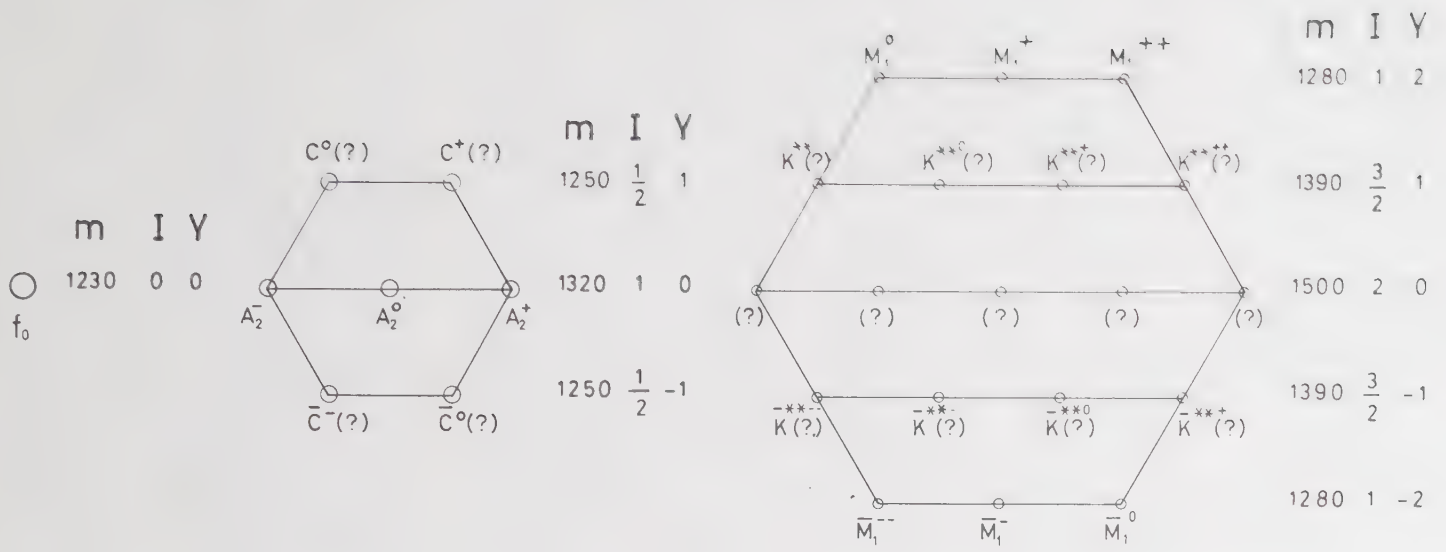
TABLEAU IX

MASSES CALCULEES ET MASSES DES CANDIDATS POUR LA REPRESENTATION 27 DE SU_3

Y	I	Masses calculées $(MeV/c)^2$	Masses des candidats $(MeV/c)^2$
0	0	1250	1250 (f_0)
	1	1320	1310 (A_2)
	2	1500	? ?
1	1/2	1250	1250 (C)
	3/2	1390	1400 (K^{**})
2	1	1380	1260 (M_1)

Nous voyons que parmi les résonances citées précédemments, nous pouvons retenir f_0, A_2, C (dans le cas où il peut s'agir d'un 2^+), K^{**}_{1400} (avec cependant la restriction que le spin I = 3/2 n'est pas favorisé), et M_1. Il resterait à mettre en évidence une résonance I = 2, $J^P = 2^+$, m = 1500 MeV/c^2.

Sur la figure 37 nous avons représenté le graphique correspondant, en séparant les états qui se superposeraient compte tenu de la multiplicité en spin isotopique pour la même hypercharge. Ce graphique n'a évidemment qu'une valeur hypothétique, du fait que la plupart des résonances citées n'ont pas leurs nombres quantiques définitivement établis.



(?) : la résonance n'a pas encore été observée ou l'un de ses nombres quantiques supposé n'est pas favorable à cette classification.

Les masses m ont été calculées à l'aide de la formule:

$$m^2 = m_0^2 \left(1 + b\left[I(I+1) - \frac{Y^2}{4} \right] \right)$$

avec $m_0 = 1230\ MeV/c^2$, $b = 0.08$

I et Y ayant les valeurs indiquées

FIG. 37 - Configuration possible de la 27 eme réprésentation du SU_3 pour $J^P = 2^+$

CONCLUSION

Cette étude des réactions $K^+p \rightarrow KKY(\pi)$ nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une résonance M_1 dans le système d'étrangeté +2, produite périphériquement. La masse de cette résonance est m = 1280 MeV/c^2, sa largeur Γ = 110 MeV/c^2, et ses nombres quantiques I = 1, P = +1, J = 0 ou 2. Cette résonance présente l'intérêt d'être la première observée dans le système d'étrangeté +2 et, pour être classée dans le cadre de SU_3, nécessite l'ouverture de la représentation 27.

Par ailleurs dans ce même système, une autre résonance M_2 est possible avec une masse m = 1055 MeV/c^2 et une largeur Γ = 60 MeV/c^2, les nombres quantiques étant S = +2, I = 1, P = +1 et J vraisemblablement 0. Cependant, la statistique dont nous disposons étant faible, nous n'avons pu déterminer s'il s'agissait vraiment d'une résonance ou d'une forte diffusion dans l'état S.

Une nouvelle série de photographies est en cours d'examen et permettra de poursuivre cette étude. Pour cela nous avons effectué des prises de vues à des impulsions de K^+ incident de 5 GeV/c. Nous espérons ainsi obtenir une statistique suffisante pour résoudre les problèmes suivants :

(a) Spin de M_1 : Avec un nombre suffisant d'événements, nous pourrons sans doute trancher entre les deux possibilités 0 ou 2. Nous utiliserons à cet effet non seulement les événements à trois corps, mais aussi à quatre corps, en considérant en particulier les réactions $K^+p \rightarrow M_1Y^*$.

(b) Nature de M_2 : Le fait d'utiliser les réactions à 5 GeV/c présente l'avantage de favoriser l'etude de M_2. En effet à cette impulsion l'espace de phase normal est dans cette région beaucoup moins important qu'à 3 et 3,5 GeV/c, en particulier dans les systèmes à quatre corps.

(c) Etude du système K^oK^o : A 5 GeV/c, les réactions $K^+p \rightarrow \Sigma^+\pi^+K^oK^o$ deviennent plus importantes et permettront de vérifier l'existence de la composante neutre M_1^o.

En outre, il est prévu une expérience pour étudier les interactions des mésons K^+ dans le deuterium, à une impulsion de l'ordre de 3 GeV/c. Ceci permettra d'obtenir des réactions du type $K^+n \rightarrow \Sigma^+K^oK^o$ ou K^+K^oA, avec lesquelles on pourra étudier les systèmes K^oK^o ou K^+K^o dans les états finals à trois corps.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Francis Perrin qui m'a procuré la possibilité de venir travailler au CERN, et à Monsieur le Professeur Victor F. Weisskopf, Directeur général du CERN, qui a bien voulu m'accepter dans cette institution.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur Charles Peyrou, Chef de la Division des Chambres à traces du CERN, pour l'accueil qu'il m'a réservé dans sa division et l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Ce travail n'a pu se faire qu'au sein d'un important groupe spécialisé dans l'analyse des clichés de chambre à bulles. J'ai ainsi bénéficié de l'aide et des conseils précieux de tous les physiciens qui ont participé aux expériences de mésons K^+ à haute énergie sous la direction de Monsieur Francis Muller : Messieurs Massimiliano Ferro-Luzzi, Yves Goldschmidt-Clermont, Victor Henri, Bob Jongejans, David Leith, Gerald Lynch et Jean-Marie Perreau. Qu'ils trouvent tous ici l'expression de ma gratitude.

La prise des photographies a été faite avec la contribution des équipes du synchrotron à protons du CERN et de la chambre à bulles de Saclay.

Le dépouillement et la mesure des clichés, ainsi que le classement des résultats ont été effectués par les techniciennes attachées à cette expérience, sous la coordination de Mademoiselle Nicole Rivoire. Je les remercie toutes du soin apporté à leur travail, en particulier Madame Gudrun Blyth, qui s'occupait plus particulièrement des événements étudiés ici, et Madame Magnin pour l'exécution des dessins.

Mes remerciements vont aussi à Mademoiselle Mary-Ann Holmes-Gwillim qui a tapé cette thèse avec rapidité et efficacité, et Monsieur Theurillat et son équipe pour le travail d'impression.

ANNEXE I

PROGRAMME MILLSTONE

Le but du programme est de traiter cinématiquement les événements, pris individuellement, de la même façon que GRIND mais au moyen d'opérations contrôlées; on peut ainsi imposer à chaque trace la masse que l'on désire. Ceci est très utile lorsqu'un événement présente une configuration telle que l'on puisse être sûr de la nature des particules à attribuer à certaines traces et que toutes les hypothèses ainsi envisagées ont été refusées par GRIND, par suite d'une probabilité trop petite, dûe à une mesure difficile, à des erreurs de mesure calculées trop petites ou à une distance apex-vertex trop courte.

Le calcul est effectué à partir des données géométriques brutes qui peuvent être obtenues par la lecture de n'importe quelle bande magnétique contenant les informations, et ceci au moyen d'une carte "select" comportant le numéro de l'événement à étudier. Le travail s'effectue à la suite d'instruction définies par le programme. Nous citerons dans l'ordre alphabétique les instructions qui nous ont été les plus utiles et leur signification.

ASSIGN	permet d'attribuer une masse donnée à la trace considérée, soit par l'intermédiaire d'une lettre représentant une particule suivant un code fixe, soit directement par une valeur chiffrée.
FEED	Opération de transfert d'un point à un autre : si un V^o a été calculé à son point de désintégration (vertex), les valeurs trouvées (impulsion, pente, azimuth) sont reportées au point d'interaction (apex).
FINISH	Signale que toutes les opérations sont terminées.
FIT	Calcul des valeurs cinématiques en un point donné par les sous programmes de GRIND.
HYP	Numéro de l'hypothèse considérée suivie du type dans lequel cette hypothèse est recherchée.
INSERT	Ne sont considérés comme existants que les points ou les traces mesurés, par exemple une trace neutre n'est pas mesurée mais seulement ses deux extrémités. Pour introduire cette trace on utilise INSERT.
MISSING	Calcul de la masse manquante à une hypothèse envisagée.
PLANT	Permet de remplacer par d'autres valeurs les données géométriques d'une trace que l'on soupçonne avoir été mal calculées dans le programme de géométrie.
SELECT	Carte d'appel de l'événement.

SWITCH — Opération inverse de INSERT; permet de retirer une trace ou un point.

UPTO — Si un certain nombre d'événements doivent être traités de la même façon et si leurs données géométriques se suivent sur la bande librairie, il suffit d'appeler le premier par SELECT, d'indiquer les opérations à effectuer et de signaler le dernier événement à calculer en le faisant précéder de UPTO.

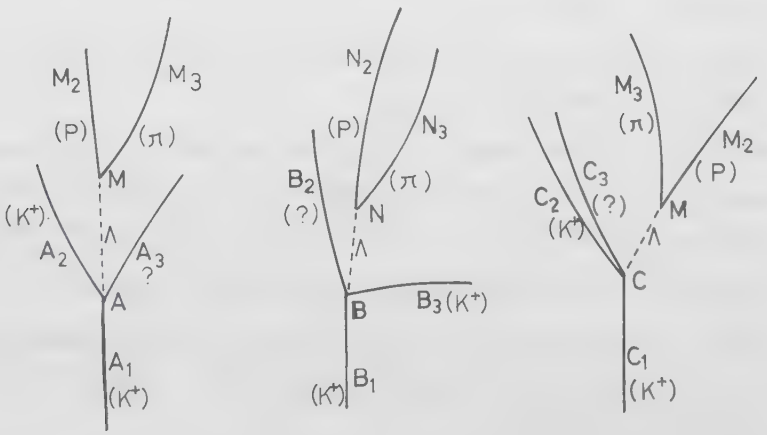
D'autres facilités de MILLSTONE sont encore très importantes. Si l'on veut par exemple traiter plusieurs événements de la même façon, mais si les traces ou points qui les composent n'ont pas le même étiquetage, il est possible d'utiliser "SUBSEQ", subséquence pouvant contenir des arguments numérotés (ARGI) que l'on peut remplacer par les noms des traces lors de l'appel de la subséquence effectué par QUOTE. Chaque subséquence doit se terminer par ENDSEQ.
Le nombre maximum de subséquences utilisables est 20, chacune étant désignée par un nom.
Il est possible à l'intérieur d'une subséquence d'en appeler une autre par l'intermédiaire de QUOTE.

Nous allons citer deux exemples d'utilisation de MILLSTONE.

Premier exemple

Supposons que les trois événements suivants n'ont pas été traités par GRIND de la façon désirée.

Pour les trois événements le V^o doit être un Λ (l'ionisation indiquant que M_2 et N_2 sont des protons) et une des deux traces du deux branches est un K^+ (par exemple A_2, B_3, C_2).
Nous supposerons que les numéros des événements sont respectivement 1456789.1, 2456789.1, 3456789.1.



Nous commencerons par écrire une subséquence permettant de calculer le V^o comme un Λ.

Opérations			Signification
(Chaque ligne représente une carte)			
SUBSEQ	VZERO		Définition de la subséquence (nom arbitraire)
INSERT	ARG1		Introduction de la trace neutre
ASSIGN	L	ARG1	Attribution d'une masse à chaque trace (il est inutile de répéter ASSIGN toutes les opérations se suivant étant identiques)
	P	ARG2	
	PI	ARG3	
	0.0	ARG4	La masse 0 attribuée au vertex signifie qu'il s'agit d'une désintégration
HYP	2	200	Numéro de l'hypothèse dans le type donné
FIT	ARG4		Calcul de la cinématique de la désintégration
ENDSEQ			La subséquence pour le calcul de V^o est terminée

Dans une deuxième subséquence nous pouvons calculer la cinématique de la production.

SUBSEQ	APEX		Attribution du nom de la nouvelle subséquence
QUØTE	VZEROARG1 ARG2 ARG3 ARG4		Exemple d'appel d'une subséquence à l'intérieur d'une autre, ici le programme commencera en effectuant le calcul de la désintégration
FEED	ARG4 ARG5 L		Transfert à l'apex des valeurs trouvées pour la particule neutre avec la valeur de la masse Lambda
ASSIGN	L	ARG6	Attribution de masse à chaque trace dans le but de calculer l'événement comme un $K^+K^+\Lambda$
	K	ARG7	
	K	ARG8	
	K	ARG9	
	P	ARG5	Il s'agit d'une interaction, la cible est un proton
HYP	9	2001	N^o de l'hypothèse dans le type
FIT	ARG5		Calcul de la cinématique à l'apex
HYP	9	2001	
FIT	ARG5 ARG4		Calcul combiné de la cinématique à l'apex et au vertex : "multivertex"
INSERT	ARG10		Introduction d'une trace neutre supplémentaire inconnue

Opérations			Signification
FEED	ARG4	ARG5	Nécessité de reproduire FEED car cette instruction est détruite par FIT
ASSIGN	L	ARG6	Inutile de redéfinir les masses des arguments 5, 7, 8, 9 les valeurs attribuées précédemment restent
	PIO	ARG10	
HYP	69	2001	Hypothèse où la 2ème trace neutre est un π^o, l'événement est traité comme $K^+K^+\Lambda\pi^o$
FIT	ARG5		
HYP	69	2001	
FIT	ARG5	ARG4	
FEED	ARG4	ARG5	
ASSIGN	L	ARG6	Changement de la masse attribuée à l'une des traces du deux branches, une seule étant sûrement un K^+. Le fait d'introduire un nouvel ASSIGN sur une trace détruit la précédente attribution de masse.
	KO	ARG10	
	PI	ARG9	
HYP	40	2001	L'événement est traité comme $K^+\pi^+\Lambda K^o$, la 2ème trace neutre manquante étant un K^o
FIT	ARG5		
HYP	40	2001	
FIT	ARG5	ARG4	
ENDSEQ			

Ces deux subséquences suffisent à traiter totalement un événement dans les conditions indiquées. Cependant, afin de donner un exemple d'application de l'instruction PLANT, nous supposerons par exemple que le troisième événement est tel que sa trace C3, par exemple, a une impulsion issue de la géométrie visiblement fausse, bien que considérée comme bien mesurée. Les résultats géométriques sont enregistrés sur bande magnétique suivant un certain ordre, chaque trace étant résumée dans une série de locations numérotées BKTRi : par exemple, l'étiquetage de la trace est dans la 1ère location (BKTR1), le code définissant si la trace est bien ou mal mesurée dans la 11ème location (BKTR11), l'inverse du rayon de courbure dans la 12ème (BKTR12), etc. Nous voulons que la trace C3 soit considérée comme ayant son impulsion mal mesurée. Pour cela nous devons donc agir dans la location 11. Chaque trace peut être définie par quatre quantités, la masse qui est fixée ou calculée et l'impulsion, l'angle de pente et l'angle azimuthal qui sont issus de la mesure. Le code de la trace comportera donc quatre indications pour chacune de ces valeurs et dans l'ordre suivant :

00	la valeur est fixe
01	la variable est considérée comme non mesurée
10	la variable est mal mesurée
11	la variable est bien mesurée .

Ces indications sont portées suivant le cas dans la llème location réservée au code dans un ordre fixe : masse M, azimuth φ, pente λ, et l'inverse de l'impulsion 1/p. Ce qui donne par exemple si la trace est supposée être bien mesurée et la masse fixée

00	11	11	11	Code incrit dans la location 11
M	φ	λ	1/p	Variable correspondante

Si nous voulons indiquer que l'impulsion est mal mesurée (et seulement l'impulsion) nous devons utiliser l'information PLANT en deux étapes : dans la première nous indiquerons que nous voulons agir sur l'impulsion au moyen de l'information supplémentaire MASK et dans la deuxième nous indiquerons le changement à effectuer, ainsi que la location et la trace correspondante (dans le cas envisagé BKTR11 C3).

Il reste encore à indiquer le format dans lequel nous donnerons les informations, le langage utilisé étant le langage binaire. Il est possible d'utiliser n'importe quel format FORTRAN. Si nous utilisons le format octal ou intégral (les plus courants) nous pourrons écrire les deux informations PLANT comme suit :

```
PLANT   Ø7  300000          MASK
PLANT   I1  2               BKTR 11   C3  .
```

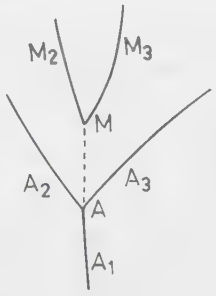
Ces instructions seront placées juste après la carte SELECT comportant le numéro de l'événement, puis viendra l'instruction QUOTE APEX comportant l'étiquetage de chaque trace qui remplacera les arguments utilisés dans la subséquence et ceci dans l'ordre numérique relatif aux arguments. Pour les deux premiers événements où nous n'employons pas l'instruction PLANT, QUOTE vient immédiatement après SELECT.

Nous écrirons donc pour traiter les trois événements :

```
SELECT   1456789.1
QUØTE    APEX MA   M2  M3   M    A    AM    A1    A2    A3    A0
SELECT   2456789.1
QUØTE    APEX NB   N2  N3   N    B    BN    B1    B2    B3    B0
SELECT   3456789.1
PLANT    07   300000        MASK
PLANT    I1   2             BKTR 11   A5
QUOTE    APEX MC   M2  M3   M    C    CM    C1    C2    C3    C0
FINISH
```

Deuxième exemple

Nous avons voulu vérifier la validité de la sélection entre les hypothèses $K^+K^+\Lambda$, $K^+K^+\Sigma^o$ et $K^+K^+\Lambda\pi^o$, toutes issues de deux branches V^o. Pour cela nous avons éliminé le V^o et cherché la masse manquante du calcul cinématique fait à l'apex, les deux traces étant des K^+. Les valeurs utilisées par MILLSTONE dans ce calcul ne sont pas les valeurs géométriques directes mais en sont dérivées, après calcul des corrections à apporter par suite de la diffusion multiple et de la perte d'énergie pour un parcours donné. Pour simplifier l'exemple nous supposerons que tous les événements ont un étiquetage A pour l'apex et M pour le vertex, c'est à dire la représentation ci-dessous :



La subséquence s'écrira :

SUBSEQ	LASIG		Nom arbitraire de la subséquence
SWITCH	M		Nous voulons considérer uniquement les deux branches de l'événement, nous enlevons donc le vertex
INSERT	AO		Nous introduisons une trace neutre inconnue
ASSIGN	K	A1	La réaction envisagée est du type
	K	A2	$K^+p \dashrightarrow K^+K^+ + AO$
	K	A3	
	P	A	
MISSING	AO		Nous cherchons quelle est la masse de AO
ENDSEQ			
SELECT	1456789.1		
QUØTE	LASIG		
UPTØ	2456789.1		Si plusieurs événements se suivent nous utilisons l'information UPTO
SELECT	3456789.1		Evénement isolé sur la bande magnétique
----------	et ainsi de suite jusqu'au dernier événement à traiter -------		
FINISH			

En conclusion MILLSTONE effectue les calculs cinématiques en utilisant les sous-programmes de GRIND. Ces deux programmes se différencient par le fait que GRIND traite uniformément tous les événements alors que MILLSTONE permet de suivre chaque calcul en imposant les conditions désirées; il est aussi possible de changer n'importe quelle quantité mesurée et qui visiblement a fourni un résultat faux. Enfin, certains sous-programmes comme ANGLES ont été employés dans MILLSTONE de manière à traiter correctement les angles des traces courtes (comme les traces neutres provenant d'un V^{o} très près de l'apex). Par la suite cette version du sous-programme ANGLES a remplacé dans GRIND celle précédemment utilisée.

ANNEXE II

DIFFUSION DANS L'ETAT S

1. Formule de la portée effective

Si nous considérons le problème général de la diffusion d'une particule A sur une particule B, l'axe OZ étant la direction de la particule incidente, la fonction d'onde totale peut s'écrire, lorsque r est grand :

$$\Psi_{tot} = e^{ikr} + f(\theta)\,\frac{e^{ikr}}{r}$$

où e^{ikr} représente l'onde plane incidente

$f(\theta)\,\frac{e^{ikr}}{r}$ l'onde diffusée

$f(\theta)$ étant l'amplitude de diffusion dans la direction θ

k est le nombre d'ondes de la particule dans le système du centre de masse, ou mieux, $\hbar k$ est son impulsion dans ce système.

Dans le cas d'une onde S et d'une interaction à courte portée, $f(\theta)$ devient

$$f_o = \frac{e^{i\delta o}\ \sin \delta o}{k}$$

δo étant le déphasage de l'onde S diffusée.

La section efficace de diffusion est alors

$$\sigma = 4\pi \left| f_o \right|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_o \ .$$

En nous référant à Blatt et Weisskopf[30] nous calculerons $\sin \delta o$ par la formule

$$k \operatorname{cotg} \delta o = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2$$

où a est la longueur de diffusion

r_o la portée effective.

Nous obtenons ainsi : $$\sin^2 \delta_o = \frac{k^2}{k^2 + \left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2\right)^2} \ .$$

Ceci donne donc pour la section efficace

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + \left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2\right)^2} \ .$$

2. Application à la distribution des masses KK

Nous avons essayé d'interpréter la distribution M^2_{KK} en utilisant la formule précédente dans laquelle nous faisons varier a et r_o.

A cet effet, nous avons tenu compte de la forme que devrait avoir l'espace de phase dans la région considérée en utilisant pour décrire l'histogramme la courbe

$$F = \frac{\text{Espace de Phase}}{k^2 + (-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2)^2}$$

où $\hbar k$ est donné par $\hbar^2 k^2 = \frac{1}{4} M^2_{KK} - M^2_K$.

La figure 38 représente la distribution en M^2_{KK} sur laquelle nous avons tracé les courbes correspondant à trois couples de valeurs a et r_o. Nous voyons que ces différents couples de a et r_o sont en bon accord avec l'histogramme, le meilleur étant a = 0,6 fermi et r_o = 3 fermis. Nous pouvons comparer ces valeurs à celles données par Bertanza et al.[31], a = 1 fermi et r_o = 6 fermis, obtenues au moyen d'une formule analogue, pour décrire un pic près du seuil dans le système $K\bar{K}$. Il faut toutefois remarquer que ce calcul a été fait sur un nombre d'événements équivalent à celui que nous avons dans la région de M_2 et que, par la suite, cette accumulation s'est avérée être une résonance de $J^P = 1^-$. Le fait d'avoir pu expliquer la distribution en M^2_{KK} par une courbe de diffusion dans l'état S ou par une courbe de Breit-Wigner apporte encore plus d'ambiguité dans notre cas, puisque s'il s'agit d'une résonance $J^P = 0^+$, tout comme pour le cas d'une diffusion en onde S.

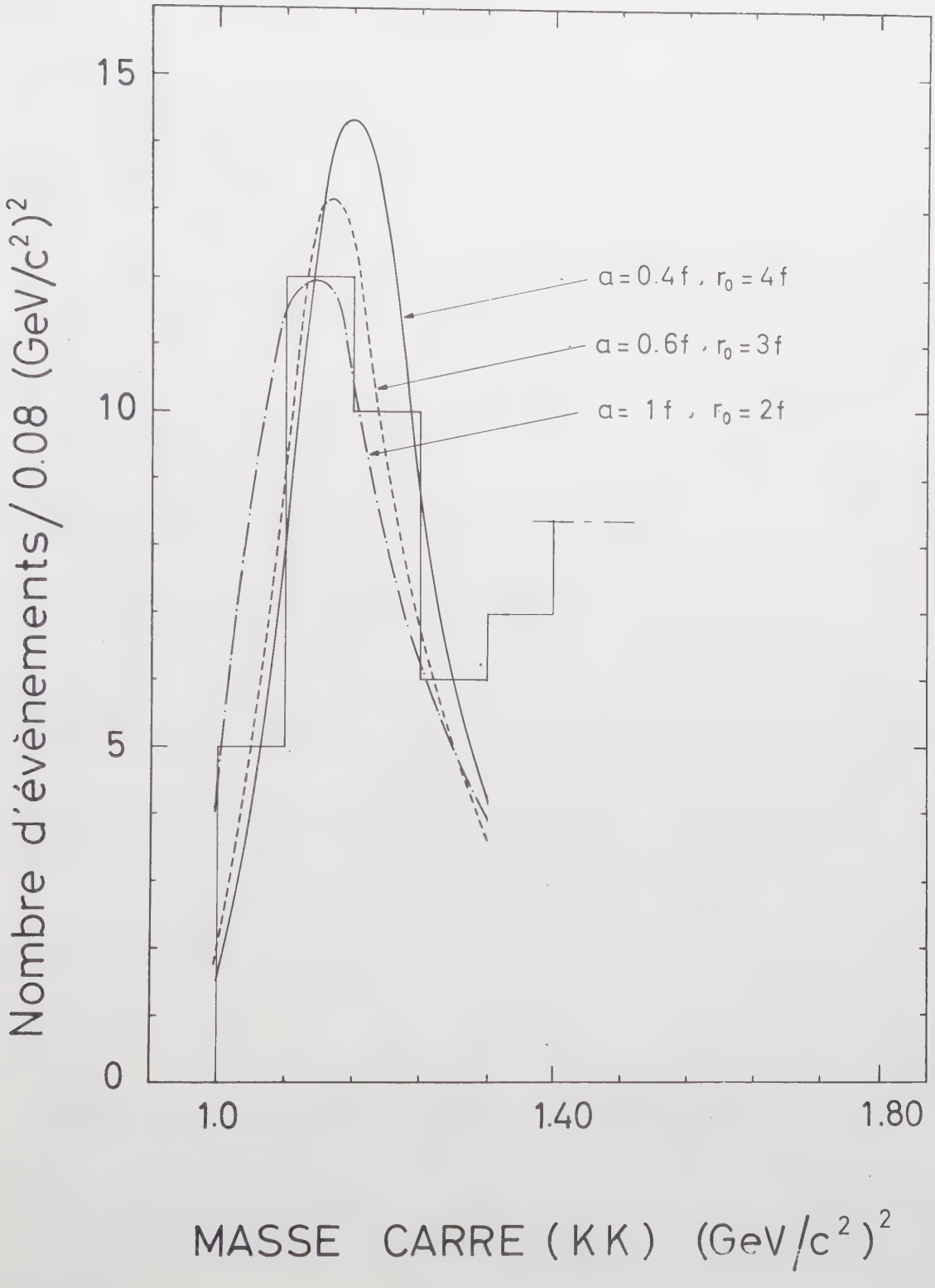


FIG.38- Spectre de masse carré KK pour les événements KKY, comparé aux prédictions d'une forte diffusion dans l'état S.

REFERENCES

1. M. Ferro-Luzzi, R. George, Y. Goldschmidt-Clermont, V.P. Henri, B. Jongejans, D.W.G. Leith, G.R. Lynch, F. Muller, J.M. Perreau,
"The production mechanism for reaction $K^+p \rightarrow K^{*}p$ at 3 GeV/c",
Physics Letters 9 (1964).
"The reaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ at 3 GeV/c",
Nuovo Cimento 35, 1101 (1965).

2. M. Ferro-Luzzi, R. George, Y. Goldschmidt-Clermont, V.P. Henri, B. Jongejans, D.W.G. Leith, G.R. Lynch, F. Muller, J.M. Perreau,
"The reaction $K^+p \rightarrow KN\pi\pi$ at 3 GeV/c and the production mechanism of $K^{*}N^{*}$",
CERN/TC/PHYSICS 65-6, à publier dans Nuovo Cimento.

3. M. Ferro-Luzzi, R. George, Y. Goldschmidt-Clermont, V.P. Henri, B. Jongejans, D.W.G. Leith, G.R. Lynch, F. Muller, J.M. Perreau,
"Evidence for κ_{725} in K^+p interactions at 3 GeV/c",
Physics Letters 12, 255 (1964).

4. R. Kramer, L. Madansky, I. Miller, A. Pevsner, C. Richardson, R. Single, R. Zdains,
Proceedings of the Conference on Recently Discovered Resonant Particles,
Athens, Ohio (1963), p. 92.

5. M. Ferro-Luzzi, R. George, Y. Goldschmidt-Clermont, V.P. Henri, B. Jongejans, D.W.G. Leith, G.R. Lynch, F. Muller, J.M. Perreau,
"Evidence for a meson resonance of strangeness +2",
Physics Letters 17, 155 (1965).

6. J. Goldberg et J.M. Perreau,
"Un faisceau d'usage général à deux étages de séparation électrostatique au PS",
CERN 63-12 (1963).

7. E. Keil et W.W. Neale,
"A high momentum separated particle beam for use with the 1.50 metre British National Hydrogen Bubble Chamber at CERN",
CERN/TC/O_2 63-3 (1963).

8. R. Florent, B. Gregory, R. Maillet, A. Garçon, R. Blonder, C. Allard, J. Badier, F. Penet,
"La chambre à bulles à hydrogène liquide CBH 81",
L'Onde Electrique Vol. XLI, No. 417, Décembre 1961, p. 1001.

9. A.H. Rosenfeld, A. Barbaro-Galtieri, W.H. Barkas, P.L. Bastien, J. Kirz, M. Roos,
"Tables",
UCRL 8030, Juin 1964.

10. R. Böck,
"Kinematic analysis of bubble chamber events. Fit an IBM 7090 programme imposing momentum and energy conservation on measurements of complete events",
CERN 61-29 (1961).

11. B. Ronne,
"Kinematical analysis of bubble chamber pictures",
Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists, Vol. 1, p. 87, CERN 64-13 (1964).

12. F. Beck,
"Millstone Program",
Post-Grind Analysis Program - Février 1964.

13. J. Badier,
Thèse - Paris 1964.

14. H.W.J. Foelsch, A. Lopez-Cepero, C.Y. Chien, H.L. Kraybill,
"Strange particles production in π^+p interactions at π^+ momenta of 1.39, 1.76 and 2.08 GeV/c",
Rapport à la Conférence de Doubna (1964).

15. S.S. Yamamoto, L. Bertanza, G.C. Moneti, D.C. Rahm, I.O. Skillicorn,
"Production of strange particles by 2.77 GeV/c π^+ mesons on hydrogen",
B.N.L. 7644.

16. G.F. Chew, F.E. Low,
Physical Review 113, 1640 (1959).

17. M.H. Alston, L.W. Alvarez, P. Eberhard, M.L. Good, W. Graziano, H.K. Ticho, S.G. Wojcicki,
Physical Review Letters 5, 520 (1960).

18. L.W. Alvarez, M.H. Alston, M. Ferro-Luzzi, D.O. Huwe, G.R. Kalbfleisch, D.H. Miller, J.J. Murray, A.H. Rosenfeld, J.B. Shafer, F.T. Solmitz, S.G. Wojcicki,
"1660 MeV Y_1^* hyperon",
Physical Review Letters 10, 184 (1963).

G. Alexander, L. Jacobs, G.R. Kalbfleisch, D.H. Miller, G.A. Smith, J. Schwartz,
"Study of strange-particle resonant states produced in 1.89 - 2.24 GeV/c π^-+ p interactions",
Rapport à la Conférence du CERN (1962).

19. A. Barbaro-Galtieri, A. Hussain, R.D. Tripp,
Physical Review Letters 6, 296 (1963).

20. N. Haque, D. Scotter, B. Musgrave, W.M. Blair, A.L. Grand, I.S. Hughes, P.S. Negus, R.H. Turnbull, A.A.Z. Ahmad, S. Baker, L. Celnikier, S. Misbahuddin, H.S. Sherman, I.O. Skillicorn, A.R. Atherton, G.B. Chadwick, W.T. Davies, J.H. Field, P.N.O. Gray, D.E. Lawrence, J.G. Loken, L. Lyons, J.H. Mulvey, A. Oxley, C.A. Wilkinson, C.M. Fisher, E. Pickup, L.K. Rangan, J.M. Scarr, A.M. Segar,
"K^* resonances produced by 3.5 GeV/c K^- interactions in hydrogen",
Physics Letters 14, 338 (1965).

L.M. Hardy, S.U. Chung, D.I. Dahl, R.I. Hess, J. Kirz, D.H. Miller,
"Further evidence for $K\pi$ resonance near 1400 MeV",
Physical Review Letters 14, 401 (1965).

21. G.R. Lynch,
"OWL - A Monte Carlo phase-space programme",
CERN/TC/PROG. 64-18 (1964).

22. J.D. Jackson,
"Remarks on the phenomenological analysis of resonances",
Nuovo Cimento 34, 1644 (1964).

23. J.D. Jackson, J.T. Donohue, K. Gottfried, R. Keyser, B.E.Y. Svensson,
"Peripheral production of decay of resonances in high energy meson-nucleon collisions",
Pretirage, à paraître dans Physical Review.

24. R.H. Dalitz,
"The systematics of baryon and meson states",
E.F.I.N.S. -63-33.

25. S. Okubo,
Prog. Theor. Phys. 27, 949 (1962).

26. G. Alexander, G.R. Kalbfleisch, D.H. Miller, G.A. Smith,
Physical Review Letters 8, 447 (1962).

27. L. Durand, Y.T. Chin,
"Decay of the ρ^{o} meson, and the possible existence of a T = 0 scalar di-pion",
Physical Review Letters 14, 329 (1965).

28. L.M. Brown, P. Singer,
Physical Review 133, 812 (1964).

29. R. Armenteros, D.N. Edwards, T. Jacobsen, L. Montanet, A. Shapira, J. Vermeulen,
Ch. d'Anglau, A. Astier, P. Baillon, J. Cohen-Ganouna, C. Defoix, J. Siaud,
C. Ghesquière, P. Rivet,
"Evidence for a $K\pi\pi$ resonance with a mass of 1.230 GeV/c^2",
Physics Letters 9, 207 (1964).

30. R. Böck, B.R. French, J.B. Kinson, V. Simak, J. Badier, M. Bazin, B. Equer, A. Rougé,
P. Grieve,
"Evidence for a $K\pi\pi$ resonance with $T_Z = \pm 3/2$ at 1270 MeV",
Physics Letters 12, 65 (1964).

31. J.M. Blatt, V.F. Weisskopf,
"Theoretical Nuclear Physics".

32. L. Bertanza, V. Brisson, P.L. Connolly, E.L. Hart, I.S. Mittra, G.C. Moneti, R.R. Rau,
N.P. Samios, I.O. Skillicorn, S.S. Yamamoto, M. Goldberg, L. Gray, J. Leitner,
S. Lichtman, J. Westgard,
"Possible resonances in the $\Xi\pi$ and $K\bar{K}$ systems",
Physical Review Letters 9, 180 (1962).

LISTE DES FIGURES

		No de la page précédente
1.	Disposition horizontale du faisceau M_2	4
2.	Courbe de séparation entre les mésons π^+ et les mésons K^+ à 3 GeV/c dans le faisceau M_2	4
3.	Disposition horizontale du faisceau O_2	4
4.	Schéma d'une chambre à bulles	4
5.	Critères de sélection pour que le V^o soit un Λ	12
6. a) et b)	Exemples d'événements $K^+p \longrightarrow K^+K^+\Lambda$	12
7. a)	Exemple d'événement $K^+p \longrightarrow K^+\pi^+\Lambda K^o$	12
b)	Exemple d'événement $K^+p \longrightarrow \Sigma^+K^+K^o$	12
8.	Distribution des chi carré pour les hypothèses à quatre degrés de liberté	19
9.	Distribution des chi carré pour les hypothèses à un degré de liberté	20
10.	Distribution de la masse carrée du Λ calculée à partir de la désintégration du V^o	20
11.	Distribution des temps de vie pour 208 Λ	21
12.	Distribution des temps de vie pour 23 Σ^+	21
13.	Spectre de masse manquante dans les réactions $K^+p \longrightarrow K^+K^+$ + neutres	22
14.	Sections efficaces pour les événements $KK\Lambda(\pi)$ en fonction de l'impulsion du K^+ incident	28
15.	Diagramme de Dalitz avec ses projections pour 99 événements $K^+K^+\Lambda$ à 3 et 3,5 GeV/c	29
16.	Spectres de masse du système KK pour les réactions à trois corps aux différentes énergies	29
17.	Spectre de masse du système KK rapporté à des intervalles égaux d'espace de phase	30
18.	Distribution des moments de transfert du système KK dans les réactions à trois corps pour les intervalles de masse	32
a)	$m_{KK} < 1,1$ GeV/c^2	
b)	$1,1 \leq m_{KK} < 1,2$ GeV/c^2	
c)	$1,2 \leq m_{KK} < 1,35$ GeV/c^2	
d)	$m_{KK} \geq 1,35$ GeV/c^2	

		No de la page précédente
19.	Spectre de masse KK pour les événements KKY avec un moment de transfert du système KK $\Delta^2 < 1$ GeV/c^2	32
20.	Spectre de masse KK de 161 événements à trois corps avec la courbe de meilleure approximation et l'espace de phase correspondant	34
21.	Spectre de masse KK pour les réactions KK$\Lambda\pi$ aux différentes énergies	35
22.	Spectre de masse KK pour 157 événements KK$\Lambda\pi$	35
23.	Spectre de masse $\Lambda\pi$ pour 157 événements KK$\Lambda\pi$	36
24.	Spectre de masse Kπ pour tous les états de spin isotopique $\lvert I_Z \rvert = \frac{1}{2}$ dans les événements KK$\Lambda\pi$	36
25.	Spectre de masse KΛ pour les événements KΛ	36
26.	Courbe de distribution des masses KK pour les états finals a) KK$\Lambda\pi$, b) KKY*, c) K*N*	37
27.	Diagramme triangulaire des masses KK en fonction des masses $\Lambda\pi$ pour les événements KK$\Lambda\pi$. La définition des événements K* et N* est : K* : $867 < (m_{K\pi})\ \lvert I \rvert = \frac{1}{2} < 917$ MeV/c^2, N* : $1638 < m_{K\Lambda} < 1738$ MeV/c^2.	37
28.	Spectre de masse KK des réactions KK$\Lambda\pi$ lorsque l'on retire les événements K*($867 < (m_{K\pi})\ \lvert I \rvert = \frac{1}{2} < 917$ MeV/c^2) ou N*($1638 < m_{K\Lambda} < 1738$ MeV/c^2)	38
29.	Diagramme triangulaire des masses KΛ en fonction des masses Kπ dans l'état de spin isotopique $\lvert I_Z \rvert = \frac{1}{2}$, pour les événements KK$\Lambda\pi$	38
30.	Spectres de masse KK et Kπ dans l'état de spin isotopique $\lvert I_Z \rvert = \frac{1}{2}$ pour les événements KK$\Lambda\pi$, avec courbes de meilleure approximation	39
31.	Spectres de masse $\Lambda\pi$ et KΛ pour les événements KK$\Lambda\pi$, avec courbes de meilleure approximation	39
32.	Distribution des moments de transfert du système KK dans les réactions à quatre corps, pour les intervalles de masse a) $m_{KK} < 1{,}1$ GeV/c^2 b) $1{,}1 \leq m_{KK} < 1{,}2$ GeV/c^2 c) $1{,}2 \leq m_{KK} < 1{,}35$ GeV/c^2 d) $m_{KK} \geq 1{,}35$ GeV/c^2	41
33.	Système de référence pour l'étude des distributions angulaires de la désintégration de M_1	44

		No de la page précédente
34.	Distributions angulaires de la désintégration de M_1 pour 66 événements KKY dont la masse KK est : $1,2 < m_{KK} < 1,35$ GeV/c^2	46
35.	Distribution de l'angle Θ pour la désintégration de M_1 comparée aux prédictions citées dans le texte	48
36.	Schéma de la représentation 27 de SU_3	49
37.	Configuration possible de la 27ème représentation de SU_3 pour $J^P = 2^+$	51
38.	Spectre de masse carrée KK pour les événements KKY, comparé aux prédictions d'une forte diffusion dans l'état S	

LISTE DES TABLEAUX

		Page
I	Récapitulation des photographies prises aux différentes impulsions du K^+ incident	6
II	Sections efficaces de production des événements $K^+K^+\Lambda$, $K^+K^+\Sigma^o$, $K^+K^o\Sigma^o$, $K^+K^+\Lambda\pi^o$ et $K^+K^o\Lambda\pi^o$ à 3, 3,5 et 5 GeV/c	27
III	Pourcentage, masse et largeur de la résonance M_1 et du pic M_2 interprété comme une résonance dans les systèmes à trois corps dans l'état final	34
IV	Pourcentage de production associée des résonances M, Y^*, K^* et N^* dans les événements $KK\Lambda\pi$	39
V	Probabilités comparées de la représentation des distributions des masses KK, $\Lambda\pi$, $K\pi$ et $K\Lambda$ par l'espace de phase ou par les courbes obtenues avec les pourcentages du tableau IV	39
VI	Sections efficaces de production de M_1 et M_2 dans les états finals à trois ou quatre corps	42
VII	Valeurs possibles du spin de M_1 en fonction de la particule échangée	45
VIII	Distribution angulaire de la désintégration de M_1 en fonction de son spin et de la particule échangée	46
IX	Masses calculées et masses des candidats pour la représentation 27 de SU_3	51

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Diffusion à haute énergie

VU ET APPROUVÉ:

Paris, le 3 Août 1965.

Le Doyen de la Faculté des Sciences.

M. ZAMANSKY

VU ET PERMIS D'IMPRIMER:

Le Recteur de l'Académie de Paris,

J. ROCHE